

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITE CLAUDE-BERNARD - LYON

pour obtenir

LE DIPLOME DE DOCTEUR DE SPECIALITE (3^e CYCLE)
DE PHYSIQUE (SPECTRONOMIE)

PAR

Marie-Claude BAJARD

**Etude des taux de relaxation
des populations d'atomes métastables
de gaz rares par une méthode d'absorption :
application aux niveaux 2^1S et 2^3S de l'hélium**

Soutenue le 12 Juillet 1972, devant la Commission d'Examen

MM. J. JANIN	Président
P. PINARD	} Examineurs
A. BOUVIER	
N. SADEGHI	

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gailleton, 42

1972

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITE CLAUDE-BERNARD - LYON

pour obtenir

LE DIPLOME DE DOCTEUR DE SPECIALITE (3^e CYCLE)
DE PHYSIQUE (SPECTRONOMIE)

PAR

Marie-Claude BAJARD

**Etude des taux de relaxation
des populations d'atomes métastables
de gaz rares par une méthode d'absorption :
application aux niveaux 2^1S et 2^3S de l'hélium**

Soutenue le 12 Juillet 1972, devant la Commission d'Examen

MM. J. JANIN Président

P. PINARD

A. BOUVIER

N. SADEGHI

} Examineurs

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gailleton, 42

1972

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON

pour obtenir

LE DIPLOME DE DOCTEUR DE BRÉCHAUTE (2^e CYCLE)
DE PHYSIQUE (SPÉCIALISATION)

PAR

MARIE-CLAUDE BALARD

Etude des taux de relaxation
des populations d'atomes métastables
de gaz rares par une méthode d'absorption :
application aux niveaux 2^1S et 2^3S de l'hélium

Soutenue le 12 Juillet 1937, devant la Commission d'Examen

Président	M. A. JANNIN
Examinateurs	P. PINARD
	A. BOUCHÉ
	R. SAGGECH



Imprimé par
M. J. J. J. J. J.

Président : M. le Professeur J. BOIDIN.
 1er Vice-Président : M. R. TOURAINE, Maître de Conférences agrégé.
 2ème Vice-Président : M. P. PONCET, Maître-Assistant.
 3ème Vice-Président : M. D. SETTELEN, Etudiant.

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

<u>Unités</u>	<u>Directeurs</u>
U.E.R. médicale Grange-Blanche	M. le Professeur D. GERMAIN.
U.E.R. médicale Alexis-Carrel	M. le Professeur C. GIROD.
U.E.R. médicale Lyon-Nord	M. le Professeur A. BERTOYE.
U.E.R. médicale Lyon-Sud-Ouest	M. le Professeur L. TOLOT.
U.E.R. des Sciences pharmaceutiques	M. M. CARRAZ, Maître de Conférences agrégé.
U.E.R. des Techniques de Réadaptation	M. le Professeur P. MOUNIER-KUHN.
U.E.R. de Biologie humaine	M. J.C. CZYBA, Maître de Conférence agrégé.
U.E.R. d'Education Physique et Sportive	M. A. MILLON, Professeur E.P.S.
U.E.R. des Sciences Odontologiques	M. R. VINCENT.
U.E.R. de Mathématiques	M. le Doyen J. BRACONNIER
U.E.R. de Physique	M. le Professeur M. DUFAY.
U.E.R. de Chimie et Biochimie	Mle le Professeur D. GAUTHERON.
U.E.R. des Sciences de la Nature	M. le Professeur L. DAVID.
U.E.R. de Biodynamique et Psychopédagogie	M. R. FONTANGES, Maître de Conférences.
U.E.R. de Physique nucléaire	M. le Professeur A. SARAZIN.
U.E.R. de Mécanique	M. le Professeur J. MATHIEU.
Observatoire	M. le Professeur J.H. BIGAY.
Institut Universitaire de Technologie 1	M. le Professeur B. POUYET.
Institut Universitaire de Technologie 2	M. J. GALLET.

Secrétaire Général : M. P. IZAUTE.

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Spectroscopie et de Luminescence de l'Université Claude Bernard, Lyon I.

Je voudrais tout d'abord exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur J. JANIN, Directeur du Laboratoire. C'est grâce à sa bienveillance et à l'intérêt qu'il a bien voulu me porter que cette étude a pu être effectuée.

Monsieur le Professeur P. PINARD, Directeur du Département de Génie Physique à l'I.N.S.A., m'a encouragée à poursuivre ce travail et a bien voulu accepter de le juger. Qu'il me soit permis de lui faire part de mes remerciements très chaleureux.

Que Monsieur A. BOUVIER, Maître de conférences, qui a guidé ces recherches avec compétence, trouve ici le témoignage de ma reconnaissance.

Monsieur N. SADEGHI, Attaché de recherche au C.N.R.S., a bien voulu faire partie de ce jury. Je tiens à lui exprimer mes plus vifs remerciements.

Je remercie particulièrement Madame A. BOUVIER, Chargée de recherche au C.N.R.S. qui, après m'avoir donné ce sujet d'étude, m'a généreusement fait profiter de ses connaissances. Les conseils judicieux qu'elle a bien voulu me donner et les discussions fructueuses qu'elle a su si bien animer m'ont beaucoup apporté.

Je ne saurais trop souligner la part active prise par Monsieur J.Y. RIVOIRE pour les réalisations électroniques ainsi que pour la mise au point des expériences. Je lui redis tous mes remerciements.

Je n'oublierai certes pas tous mes camarades de Laboratoire pour leur soutien moral et l'aide précieuse et efficace qu'ils m'ont apportée. Qu'ils trouvent ici l'expression de mon amitié.

I N T R O D U C T I O N

A la suite des travaux entrepris au Laboratoire par A. BOUVIER ^{/5/} sur le néon et les mélanges hélium-néon, on a calculé, dans la première partie de ce travail, des valeurs précises de l'absorption pour un profil des raies purement Doppler ou en tenant compte de l'élargissement Lorentz. La comparaison entre les taux de relaxation des populations des atomes $\text{Ne}(3 P^0_{0,1,2})$ et $\text{Ne}(1 P^0_1)$ obtenus expérimentalement dans un travail antérieur et ceux déterminés à partir des calculs d'absorption en tenant compte de l'emprisonnement de la raie de résonance $\lambda = 743 \text{ \AA}$ du néon a montré la nécessité de réaliser un dispositif expérimental permettant d'effectuer des mesures d'absorption plus précises. La description de l'appareillage et de la méthode de mesure, ainsi que son application à une étude succincte de la population des atomes de néon et à un examen plus complet du déclin de celle des atomes $\text{He}(2^1\text{S})$ et $\text{He}(2^3\text{S})$ font l'objet de la deuxième partie de ce mémoire. Enfin, dans la dernière partie, on a essayé d'expliquer les divers processus responsables de la désexcitation des atomes d'hélium pendant la postluminescence.

P R E M I E R E P A R T I E

ETUDE DE L'ABSORPTION D'UNE RADIATION

CAS PARTICULIER DE LA RAIE DE RESONANCE $\lambda = 743 \text{ \AA}$ DU NEON

A partir de la théorie de MITCHELL et ZEMANSKY ^{/1/} donnant l'absorption d'une radiation émise par une lampe à résonance à la traversée d'une cellule contenant le même gaz et de la théorie de DYAKONOV et PEREL ^{/2/} concernant l'emprisonnement d'une raie de résonance , on a calculé l'absorption correspondant à différentes pressions du gaz pour une épaisseur donnée de la couche absorbante.

CHAPITRE I

RAPPELS THEORIQUES

I.1. THEORIE DE L'ABSORPTION.

I.1.1. Coefficient d'absorption d'un gaz.

On considère un faisceau de lumière parallèle traversant une cellule de gaz. Le coefficient d'absorption k_ν pour la fréquence ν est défini par :

$$I_\nu = I_0 e^{-k_\nu l} \quad (I_1)$$

où l est l'épaisseur de la couche absorbante, I_0 l'intensité incidente et I_ν l'intensité transmise.

La largeur de la raie d'absorption peut être définie par l'un ou par plusieurs des phénomènes suivants :

- largeur naturelle due à la durée de vie finie de l'état excité,
- élargissement Doppler dû au mouvement des atomes,
- élargissement Lorentz dû aux collisions avec les atomes du gaz (effet de pression),
- élargissement par effet Stark dû à l'action du champ créé par les atomes et les ions du plasma.

Dans le cas où l'élargissement Doppler est prépondérant, on a :

$$k_{\nu} = k_0 e^{-\left[\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2}\right]^2} \quad (I_2)$$

où $\Delta \nu_D$ est la largeur Doppler :

$$\Delta \nu_D = \frac{2 \sqrt{2R \ln 2}}{c} \nu_0 \sqrt{\frac{T}{M}}$$

Ainsi k_0 , coefficient d'absorption maximale quand l'élargissement Doppler intervient seul, a pour valeur :

$$k_0 = \frac{2}{\Delta \nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\lambda_0^2}{8\pi} \frac{g_2}{g_1} \frac{N}{\tau}$$

(N, nombre d'atomes dans l'état inférieur de la transition de poids statistique g_1 , τ , durée de vie de l'état supérieur de poids statistique g_2).

Lorsque l'effet Doppler est négligeable et que l'élargissement naturel seul intervient, le coefficient d'absorption est proportionnel à :

$$\frac{1}{1 + \left[\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta \nu_N}\right]^2} \quad (I_3)$$

où $\Delta \nu_N$ est la largeur naturelle.

Le coefficient d'absorption dû à l'élargissement Lorentz de la raie, a la même forme que l'expression (I₃), dans laquelle $\Delta \nu_N$ est remplacé par la largeur Lorentz $\Delta \nu_L$.

MITCHELL et ZEMANSKY donnent une expression approchée du coefficient d'absorption du gaz, lorsque les élargissements Doppler, naturel et Lorentz sont présents simultanément. Par sa définition, l'élargissement naturel est indépendant des deux autres. Si l'on considère que l'intervalle de temps séparant les collisions entre un atome absorbant et un autre atome est constant, on peut admettre que les élargissements Doppler et Lorentz sont indépendants. Dans ces conditions, le coefficient d'absorption devient :

$$k_{\nu} = k_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{a^2 + (\omega - y)^2} \quad (I_4)$$

avec

$$\omega = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2}$$

$$a = \frac{\Delta \nu_N + \Delta \nu_L}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2}$$

$$y = \frac{2\delta}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2}$$

où δ désigne un intervalle de fréquence variable par rapport au centre de la raie $(\nu - \nu_0)$.

I.1.2. Lampe à résonance.

Dans une lampe à résonance idéale, il existe un nombre d'atomes suffisant pour absorber une partie de la radiation excitatrice, mais ce nombre est trop faible pour que la radiation réémise soit elle-même absorbée. La radiation de résonance ainsi émise n'est donc due qu'à un seul processus d'absorption et d'émission pour chaque atome. C'est une raie de résonance primaire, dont l'énergie est donnée par :

$$E_{\nu} = C_1 (1 - e^{-k'_{\nu} l'}) \quad (I_5)$$

où l' est l'épaisseur de la couche et k'_{ν} son coefficient d'absorption pour la fréquence ν . C_1 désigne une constante.

I.1.3. Absorption.

Si une radiation provenant d'une lampe à résonance traverse une cellule étroite contenant le même gaz, on peut, en mesurant le rapport de l'intensité I de la radiation transmise à l'intensité I_0 de la radiation incidente, calculer l'absorption A par la formule :

$$A = 1 - \frac{I}{I_0}$$

Soit k_{ν} le coefficient d'absorption du gaz dans la cellule d'absorption et l l'épaisseur de gaz traversée. L'absorption est alors donnée par :

$$A = 1 - \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} E_{\nu} e^{-k_{\nu} l} d\nu}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_{\nu} d\nu} \quad (I_6)$$

Il est difficile de réaliser une lampe à résonance idéale telle que E_{ν} soit donné par la relation (I₅). MITCHELL et ZEMANSKY proposent alors pour E_{ν} une expression empirique qui tient compte de l'élargissement de la raie produit par des effets de pression et de température à l'intérieur de la lampe source :

$$E_{\nu} = C_2 e^{- (\omega/\alpha)^2}$$

où α désigne le rapport de la largeur de la raie d'émission à celle de la raie d'absorption, et C_2 une constante.

Par exemple, dans le cas où l'élargissement Doppler est prépondérant, l'absorption s'écrit :

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\omega/\alpha)^2}{e^{(\omega/\alpha)^2}} (1 - e^{-k_0 l e^{-\omega^2}}) d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\omega/\alpha)^2}{e^{(\omega/\alpha)^2}} d\omega}$$

I.2. ETUDE DE L'EMPRISONNEMENT DE LA RAIE DE RESONANCE.

I.2.1. Définition.

On rappelle qu'une raie de résonance est une raie émise par un atome dans une transition optique entre un état excité et l'état fondamental. Lorsqu'un quantum de résonance est émis par un atome, il peut être absorbé par un autre atome. Il en résulte que si la pression n'est pas très basse, la radiation a une faible probabilité d'atteindre les parois de la cellule. On peut alors parler d'une raie "emprisonnée". On peut **dire aussi** que le rayonnement est ainsi diffusé par plusieurs atomes avant de sortir de la cellule ; d'où le nom de diffusion multiple donné au phénomène.

I.2.2. Théories de l'emprisonnement de la raie de résonance.

Dans les premières théories ^{/3/}, le phénomène d'emprisonnement était décrit en utilisant une équation de diffusion. Plus tard, HOLSTEIN ^{/4/}, à partir de la loi de conservation des particules, a exprimé le transport radiatif de l'excitation de résonance à l'aide d'une équation intégral-différentielle du type Boltzmann pour la densité d'atomes excités $n(r)$:

$$\frac{\partial n(r)}{\partial t} = -\gamma_a n(r) + \gamma_a \int n(r') G(r', r) dr' \quad (I_7)$$

où $1/\gamma_a$ est la durée de vie radiative d'un atome isolé, et où $G(r',r)$ représente la probabilité qu'une radiation émise en un point r' soit absorbée dans l'unité de volume autour du point r . L'intégrale est étendue au volume de la cellule à condition que ses parois ne soient pas réfléchissantes. La solution générale de l'équation (I_7) est une somme des solutions de la forme :

$$n_i(r) e^{-\gamma_a \varepsilon_i t},$$

chacune d'elles vérifiant une équation du type :

$$(1 - g_i) n_i(r) = \int G(r,r') n_i(r') dr'$$

Après un temps suffisamment long, seul le mode fondamental $[g, n(r)]$ avec la plus petite valeur propre est observé expérimentalement ; g et $n(r)$ sont déterminés par la méthode variationnelle de RITZ. La forme variationnelle de g est :

$$g = \frac{\int n^2(r) E(r) dr + \frac{1}{2} \iint [n(r) - n(r')]^2 G(r, r') dr dr'}{\int n^2(r) dr}$$

où $E(r) = 1 - \int G(r,r') dr'$ représente la probabilité pour qu'un quantum émis en r ne soit pas réabsorbé. On met $n(r)$ sous la forme : $n(r) = \sum_1^m a_i n_i(r)$ où les $n_i(r)$ sont m fonctions connues de r et où les a_i sont obtenus en minimisant g . La théorie d'HOLSTEIN ne s'appliquant que si la cellule a une dimension infinie et si l'épaisseur optique $k_0 l$ est très supérieure à l'unité, on a été amené à utiliser la théorie de DYAKONOV et PEREL.

DYAKONOV et PEREL ^{/2/} donnent les équations exprimant la variation en fonction du temps, des éléments de la matrice densité des atomes excités d'un gaz quand il y a diffusion de la radiation. Ils montrent que lorsque la radiation est complètement emprisonnée, le déclin des éléments non diagonaux de la

matrice densité et l'égalisation de la population dans les sous-niveaux Zeeman ont lieu avec deux temps de relaxation :

$\gamma_{2\infty}^{-1}$: temps de déclin de la polarisation plane ou alignement,

γ_1^{-1} : temps de déclin de la polarisation circulaire ou orientation.

Quand l'emprisonnement est incomplet, en utilisant un milieu de volume fini, les auteurs introduisent trois temps de relaxation ; deux d'entre eux γ_1^{-1} et γ_2^{-1} ont la même signification que γ_1^{-1} et $\gamma_{2\infty}^{-1}$; le troisième γ_0^{-1} caractérise le déclin de la population de l'état excité. DYAKONO et PEREL supposent, en outre, que la distance entre les atomes est plus grande que la longueur d'onde et que la largeur Doppler de la raie émise est bien supérieure à sa largeur naturelle et à l'écart Zeeman. Ils admettent également que le dédoublement hyperfin des niveaux inférieur et supérieur est plus grand que la largeur Doppler ; ainsi ils peuvent considérer les transition entre deux niveaux caractérisés par les valeurs de leur moment angulaire total j_0 et j_1 .

L'équation donnant la variation en fonction du temps des éléments de matrice de la matrice densité des atomes excités est la suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{mm},(r,p,t)}{\partial t} + v_p \nabla f_{mm},(r,p,t) = & - \gamma_a f_{mm},(r,p,t) \\ & + \gamma_a \int d^3 p' \int d^3 r' \sum_{m_1 m_1'} K_{mm'}^{m_1 m_1'}(r-r',p,p') f_{m_1 m_1'},(r',p',t) \\ & + F_{mm},(r,p,t) \end{aligned} \quad (I_8)$$

avec $K_{mm'}^{m_1 m_1'}(r, p, p')$

$$= \frac{n_p}{(2\pi)^3} \int \frac{d\Omega}{(2\pi)^4} G_{mm'}^{m_1 m_1'}(\omega_0 k) \times \int d^3 K \frac{e^{iKr} \delta(k V_p - k V_{p'})}{i K k + F(k V_p)}$$

où $V_p = \frac{p}{M}$

$$G_{mm'}^{m_1 m_1'}(q) = \sum_{\substack{\mu \mu' \\ \lambda \lambda'}} (C_{q\lambda}^{m_1 \mu'})^* C_{q\lambda}^{m \mu} C_{q\lambda'}^{m_1' \mu'} (C_{q\lambda'}^{m' \mu})^* \frac{1}{2j_0 + 1} \frac{\omega_0}{\gamma_a}$$

$$F(k V_p) = \pi^{3/2} \frac{\eta_0}{\omega_0^3 v_0} \exp \left[- \frac{(k v_p)^2}{v_0^2} \right] \frac{2j_1 + 1}{2j_0 + 1} \gamma_a$$

Les indices m désignent les sous-niveaux Zeeman de l'état excité et les indices μ ceux du niveau fondamental ; q désigne le vecteur d'onde du photon, λ sa polarisation, $F_{mm'}(r, p, t)$ décrit l'excitation des atomes par le champ extérieur.

Quand le milieu est indéfini et l'excitation uniforme, $f_{mm'}$ ne dépend pas des coordonnées. Les auteurs supposent que les atomes excités sont créés avec une distribution maxwellienne des moments. L'équation (I₈) se simplifie et il en résulte deux temps de relaxation :

$$\frac{\gamma_{1\infty}}{\gamma_a} = 1 - \frac{1}{16} \frac{Y^2}{j_1(j_1 + 1)} = 1 - W_1 \quad (I_9)$$

$$\frac{\gamma_{2\infty}}{\gamma_a} = 1 - \frac{7}{100} \frac{3Y(Y - 1) - 8j_1(j_1 + 1)^2}{(2j_1 - 1) 2j_1 (2j_1 + 2)(2j_1 + 3)} = 1 - W_2$$

où $Y = (j_1 - j_0)(j_1 + j_0 + 1) + 2$

Quand le milieu est fini, DYAKONOV et PEREL intègrent l'équation (I₈) sur les moments et ils font la moyenne sur les coordonnées. Ils obtiennent les trois temps de relaxation donnés par la relation :

$$\frac{\gamma_K}{\gamma_a} = 1 - W_K x \quad (I_{10})$$

$W_0 = 1$, W_1 et W_2 sont déterminés par les équations (I₉).

$$x = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-t^2) \exp\left[-\frac{1}{l_0} \exp(-t^2)\right] dt \quad (I_{11})$$

où $l_0 = \frac{2j_0 + 1}{2j_1 + 1} \frac{8\pi^{3/2}}{\eta_0 \lambda^3} \frac{v_0}{\gamma_a}$, η_0 désignant la concentration

du niveau j_0 .

Quand $1/l_0 \gg 1$

$$1 - x \approx \frac{l_0}{1} \left(\pi \ln \frac{1}{l_0}\right)^{-1/2}$$

On s'intéresse dans cette étude au seul temps de relaxation γ_0 correspondant au déclin de la population de l'état excité :

$$\gamma_0 = \gamma_a (1 - x) \quad (I_{12})$$

Dans le cas d'une transition $j_1 = 1$, $j_0 = 0$, la relation (I₁₁) devient identique à l'expression (I₆), avec $k_0 = \frac{1}{l_0}$; x représente alors l'absorption A de la transition correspondant à cette radiation.

I.3. CONCLUSION : FORME DES TAUX DE RELAXATION DE LA POPULATION DES ETATS EXCITES.

La théorie de DYAKONOV et PEREL donne l'effet de l'absorption sur le taux de déclin de la population d'un niveau de résonance a :

$$\frac{1}{\tau_a} = \gamma_a (1 - A).$$

D'une manière générale, le taux de relaxation de la population d'un niveau radiatif a quelconque, lorsque se produit l'emprisonnement de la radiation, peut se mettre sous la forme :

$$\Gamma_a = \frac{1}{\tau_a} = \gamma_a - R \gamma_a A$$

où R désigne le rapport de la probabilité de la transition considérée à la probabilité totale de transition radiative sur les raies issues du niveau a . On a $R = 1$ dans le cas d'un vrai niveau de résonance.

En réalité, dans une décharge, les collisions des atomes excités avec d'autres atomes, des électrons et des ions du plasma, ou avec les parois, font que les taux de relaxation mesurés sont très différents des durées de vie naturelle. Ils vont dépendre de la pression et de la densité électronique du milieu. Ainsi, pour les niveaux radiatifs, le taux de déclin devient :

$$\frac{1}{\tau_a} = \gamma_a - R \gamma_a A + g(p) + f(e) \quad (I_{13})$$

Pour les niveaux métastables de plus grande durée de vie, on doit tenir compte des phénomènes de diffusion vers les parois ; leur taux de déclin s'écrit alors :

$$\frac{1}{\tau_m} = \frac{D}{\Lambda^2} + g(p) + f(e) \quad (I_{14})$$

où D représente le coefficient de diffusion des métastables,

Λ la longueur de diffusion pour la cellule d'absorption considérée.

CHAPITRE II

CALCUL DE L'ABSORPTION

Le but de ce calcul est de connaître d'une façon très précise les valeurs de la fonction $1 - A = f(k_0 l)$ pour pouvoir mettre en évidence l'influence de l'emprisonnement de la raie de résonance $\lambda = 743 \text{ \AA}$ du néon sur le taux de déclin des atomes $\text{Ne}(^3\text{P}_1^0)$ précédemment étudié au laboratoire /5/.

On applique la relation (I_6) :

$$A = 1 - \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} E_\nu e^{-k_\nu l} d\nu}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_\nu d\nu},$$

avec $E_\nu = C_2 e^{-(\omega/\alpha)^2}$.

La lampe de résonance utilisée a une couche émettrice assez mince. D'après MITCHELL et ZEMANSKY, E_ν représente bien, dans ce cas, la radiation émise ; α est alors donné par la racine carrée du rapport des températures absolues des gaz émetteur et absorbant. En admettant que la température du gaz varie peu entre la période de décharge et la postluminescence /5/, on peut prendre $\alpha = 1$.

Et l'absorption s'écrit :

$$A = 1 - \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\omega^2} e^{-k_v l} d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\omega^2} d\omega}$$

II.1. CALCUL DE L'ABSORPTION LORSQUE L'ELARGISSEMENT DOPPLER EST PREPONDERANT.

D'après les relations (I₂) et (I₄), le coefficient d'absorption k_v s'écrit alors :

$$k_v = k_0 e^{-\omega^2}.$$

L'absorption A prend donc la forme suivante :

$$A = 1 - \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\omega^2} e^{-k_0 l} e^{-\omega^2} d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\omega^2} d\omega} \quad (I_{15})$$

On a calculé l'expression (I₁₅) au moyen de programmes FORTRAN IV exploités sur un ordinateur CDC 3600 pour $k_0 l$

≤ 5 et sur un ordinateur IBM 1130 pour les grandes valeurs de $k_0 l$ (jusqu'à $k_0 l = 31\,500$).

II.1.1. Calcul de l'absorption pour $k_0 l < 5$.

La relation (I₁₅) peut se simplifier, les fonctions à intégrer étant paires :

$$A = 1 - \frac{\int_0^\infty e^{-\omega^2} e^{-k_0 l} e^{-\omega^2} d\omega}{\int_0^\infty e^{-\omega^2} d\omega}$$

L'intégrale $\int_0^\infty e^{-\omega^2} d\omega$ est tabulée et vaut $\frac{\sqrt{\pi}}{2}$. Il reste à calculer :

$$A = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty G(\omega) d\omega.$$

Pour évaluer A , on a utilisé une méthode de trapèze itérative, dont l'organigramme est représenté par le schéma I.

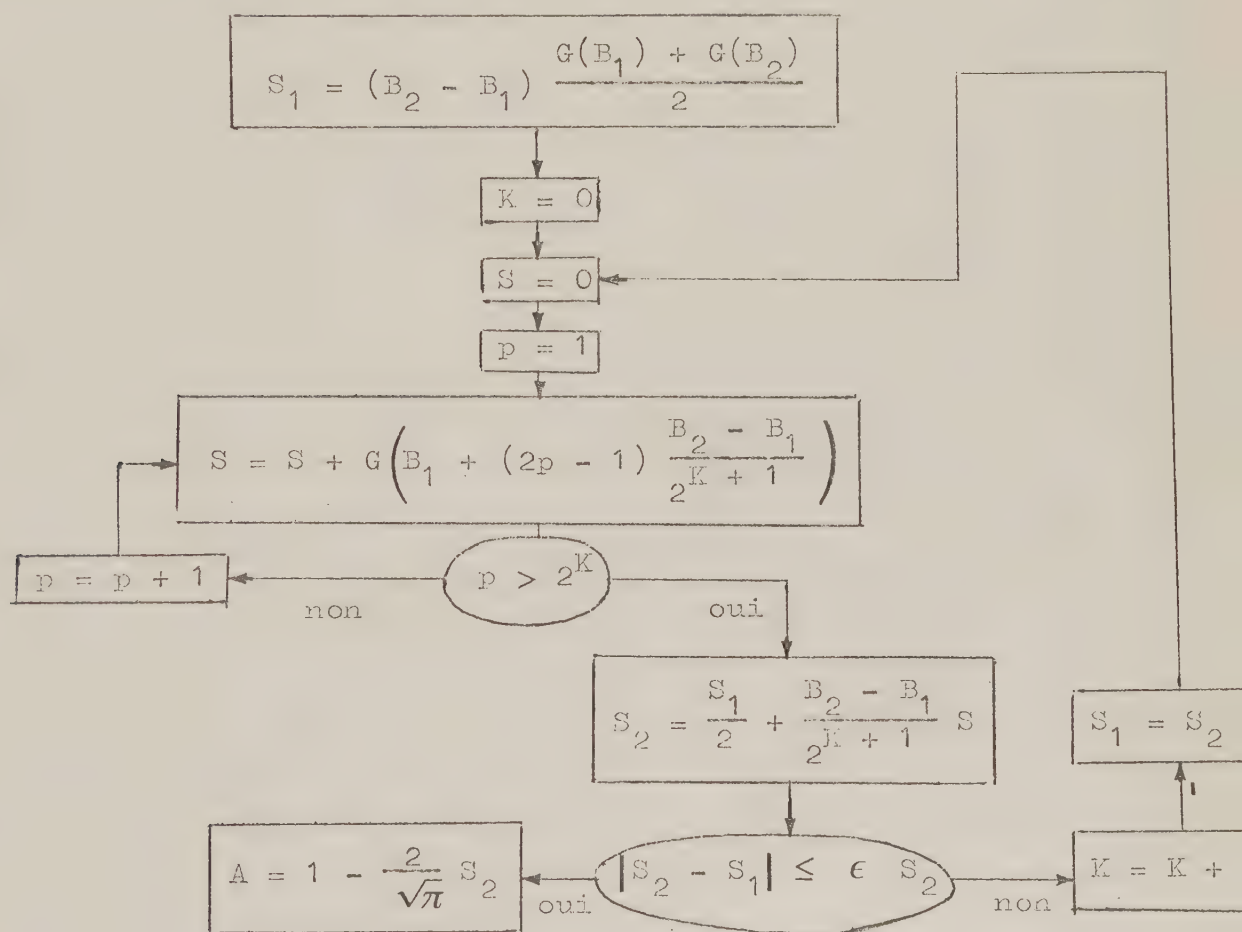


Schéma I

Cette méthode consiste à diviser le domaine d'intégration $(B_2 - B_1)$ en intervalles égaux, dont le nombre dépend de la précision demandée. On a évalué A pour différentes valeurs de $k_0 l$ comprises entre 0 et 5 avec une précision de 10^{-4} , en limitant la borne supérieure d'intégration à $B_2 = 50$ (Tableau I). On a vérifié qu'en augmentant B_2 à partir de cette valeur, le résultat différerait d'une quantité inférieure à 10^{-4} .

II.1.2. Calcul de l'absorption pour les grandes valeurs de $k_0 l$.

On utilise encore la relation (I_{15}) pour déterminer l'absorption A lorsque $k_0 l$ est grand ; il vient :

$$A = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-\omega^2} e^{-k_0 l e^{-\omega^2}} d\omega.$$

Le calcul a été effectué par une méthode de trapèzes itérative analogue à la précédente. Les résultats sont donnés pour des valeurs de $k_0 l$ comprises entre 10 et 31 500 (Tableau II).

II.2. CALCUL DE L'ABSORPTION LORSQUE L'ON TIENT COMPTE DE L'ELARGISSEMENT LORENTZ.

La relation (I_4) donne la valeur du coefficient d'absorption k_ν ; si on néglige l'élargissement naturel :

$$k_\nu = k_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\omega - y)^2} dy$$

TABLEAU I

A	$k_0 l$	A	$k_0 l$	A	$k_0 l$
0,007	0,01	0,1827	0,29	0,4353	0,85
0,0140	0,02	0,1883	0,30	0,4529	0,90
0,0210	0,03	0,1938	0,31	0,4698	0,95
0,0278	0,04	0,1993	0,32	0,4861	1
0,0346	0,05	0,2047	0,33	0,5168	1,1
0,0414	0,06	0,2100	0,34	0,5453	1,2
0,0481	0,07	0,2154	0,35	0,5717	1,3
0,0547	0,08	0,2207	0,36	0,5962	1,4
0,0613	0,09	0,2260	0,37	0,6189	1,5
0,0679	0,1	0,2312	0,38	0,6400	1,6
0,0744	0,11	0,2364	0,39	0,6596	1,7
0,0808	0,12	0,2415	0,40	0,6778	1,8
0,0872	0,13	0,2466	0,41	0,6948	1,9
0,0936	0,14	0,2517	0,42	0,7105	2
0,0998	0,15	0,2567	0,43	0,7389	2,2
0,1061	0,16	0,2617	0,44	0,7636	2,4
0,1123	0,17	0,2666	0,45	0,7851	2,6
0,1184	0,18	0,2715	0,46	0,8039	2,8
0,1245	0,19	0,2764	0,47	0,8204	3
0,1305	0,20	0,2812	0,48	0,8349	3,2
0,1365	0,21	0,2860	0,49	0,8476	3,4
0,1424	0,22	0,2907	0,50	0,8590	3,6
0,1483	0,23	0,3139	0,55	0,8690	3,8
0,1541	0,24	0,3362	0,60	0,8779	4
0,1600	0,25	0,3576	0,65	0,8963	4,5
0,1657	0,26	0,3781	0,70	0,9105	5,0
0,1714	0,27	0,3979	0,75		
0,1771	0,28	0,4170	0,80		

TABLEAU II

$k_o l$	$(1-A)10^4$	$k_o l$	$(1-A)10^4$	$k_o l$	$(1-A)10^4$
10	318,919	480	4,570	8 000	0,230
20	147,549	500	4,374	8 500	0,216
30	94,153	520	4,193	9 000	0,203
40	68,509	540	4,026	9 500	0,192
50	53,566	560	3,872	10 000	0,182
60	43,827	580	3,732	10 500	0,173
70	36,995	600	3,595	11 500	0,157
80	31,952	650	3,300	12 500	0,144
90	28,004	700	3,044	13 500	0,133
100	25,028	750	2,826	14 500	0,123
120	20,569	800	2,636	15 500	0,115
140	17,334	850	2,470	16 500	0,108
160	14,999	900	2,323	17 500	0,101
180	13,189	950	2,193	18 500	0,096
200	11,765	1 000	2,083	19 500	0,090
220	10,609	1 500	1,352	20 500	0,086
240	9,655	2 000	0,995	21 500	0,082
260	8,855	2 500	0,785	22 500	0,078
280	8,170	3 000	0,647	23 500	0,074
300	7,583	3 500	0,550	24 500	0,071
320	7,076	4 000	0,477	25 500	0,068
340	6,627	4 500	0,422	26 500	0,066
360	6,232	5 000	0,377	27 500	0,063
380	5,879	5 500	0,341	28 500	0,061
400	5,562	6 000	0,311	29 500	0,059
420	5,277	6 500	0,286	30 500	0,057
440	5,017	7 000	0,265	31 500	0,055
460	4,789	7 500	0,246		

$$\text{avec } \omega = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2},$$

$$a = \frac{\Delta \nu_L}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2},$$

$$y = \frac{2\delta}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2}.$$

MITCHELL et ZEMANSKY ont montré que pour des valeurs de a inférieures ou égales à 0,01, l'expression de k_ν devient :

$$\frac{k_\nu}{k_0} = e^{-\omega^2} - \frac{2a}{\sqrt{\pi}} \left(1 - 2\omega F(\omega) \right)$$

$$\text{avec } F(\omega) = e^{-\omega^2} \int_0^\omega e^{x^2} dx.$$

L'élargissement Lorentz étant faible ($p < 10$ Torr), on adopte cette dernière expression pour k_ν . L'absorption s'écrit alors :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{-\omega^2} - \frac{2a}{\sqrt{\pi}} [1 - 2\omega F(\omega)] \right\} e^{-k_0 l} \left\{ e^{-\omega^2} - \frac{2a}{\sqrt{\pi}} [1 - 2\omega F(\omega)] \right\} d\omega$$

A = 1 -

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{-\omega^2} - \frac{2a}{\sqrt{\pi}} [1 - 2\omega F(\omega)] \right\} d\omega$$

II.2.1. Calcul de $F(\omega)$.

Pour $\omega < 5$, on utilise le développement de $F(\omega)$ en polynômes de TCHEBYSHEFF, obtenu par HUMMER ^{/6/}. Pour $\omega > 5$, on peut admettre que :

$$F(\omega) \sim \frac{1}{2\omega} + \frac{1}{2^2 \omega^3} + \frac{1.3}{2^3 \omega^5} + \frac{1.3.5}{2^4 \omega^7} + \dots$$

On prend les huit premiers termes de la série puisque, pour $\omega = 5$, ils donnent pour F une précision de $0,5 \times 10^{-9}$. Le calcul de $F(\omega)$ est réalisé suivant le schéma IIa où les C désignent les 34 coefficients de Tchebysheff utilisés pour définir $F(\omega)$ /7/.

II.2.2. Calcul de A.

On écrit :

$$A = 1 - \frac{\int_{B_1}^{B_2} L(\omega) e^{-k_0 L(\omega)} d\omega}{\int_{B_1}^{B_2} L(\omega) d\omega}$$

$$= 1 - \frac{\int_{B_1}^{B_2} H(\omega) d\omega}{\int_{B_1}^{B_2} L(\omega) d\omega}$$

en posant $L(\omega) = e^{-\omega^2} - \frac{2a}{\sqrt{\pi}} [1 - 2\omega F(\omega)]$

La fonction $F(\omega)$ est impaire, il en résulte que $H(\omega)$ et $L(\omega)$ sont paires, et comme dans le cas de l'élargissement Doppler, on prendra pour borne inférieure $B_1 = 0$.

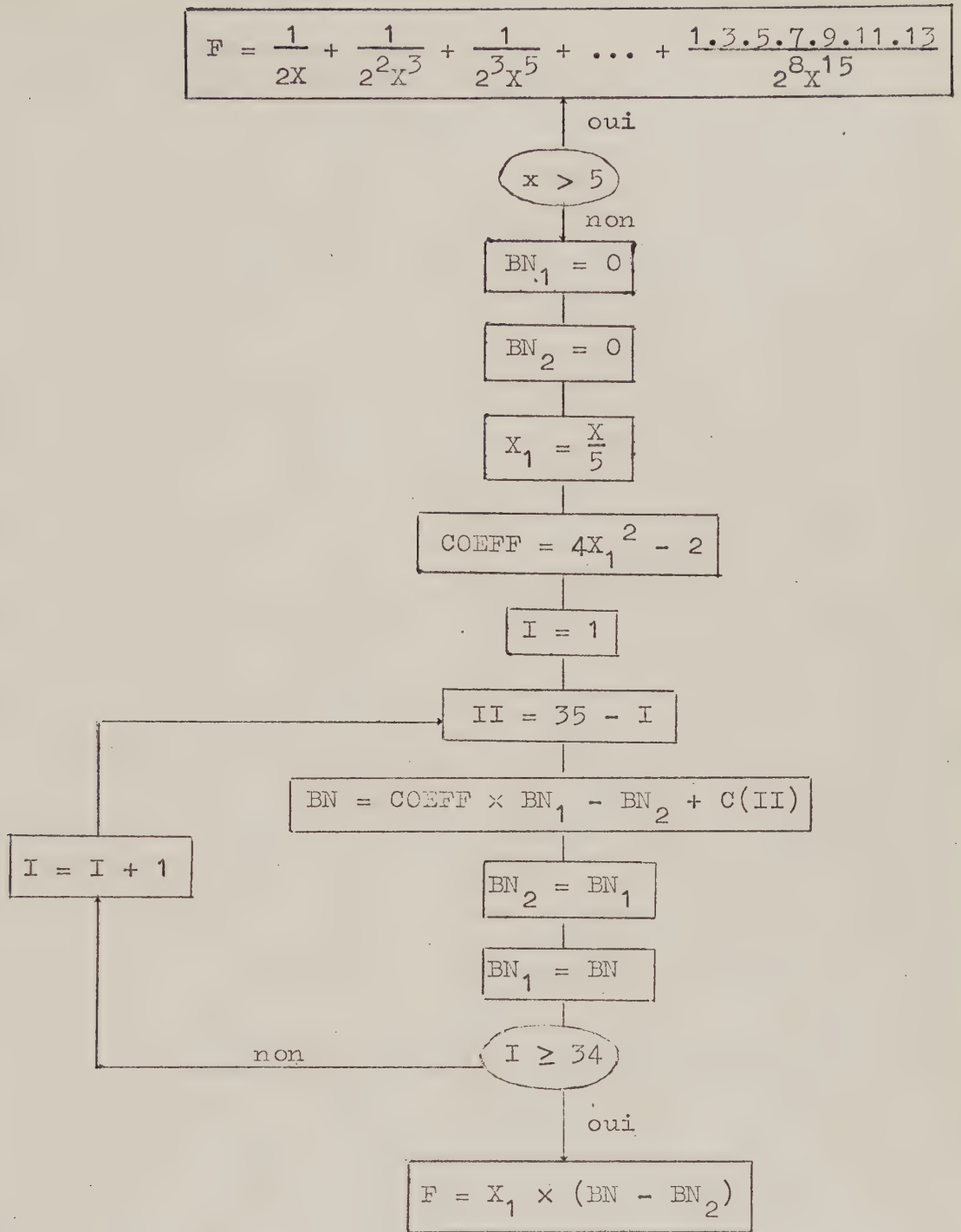


Schéma IIa

Le calcul de A a été effectué en utilisant une méthode de trapèzes itérative analogue à celle représentée par le schéma I et une méthode de Simpson dont l'organigramme est donné par le schéma IIb.

La fonction $Z = 1 - A$ a été calculée, à l'aide d'un ordinateur CDC 3600, pour des valeurs de $k_0 l$ comprises entre 3 500 et 200 000 et des valeurs de a comprises entre $5 \cdot 10^{-5}$ et 10^{-3} .

Les calculs par la méthode itérative ont été réalisés en imposant une précision de 10^{-3} . Pour les valeurs de $k_0 l$ comprises entre 3 500 et 31 500, on a fait varier la borne B_2 de 50 à 300. Les résultats montrent que, quand $k_0 l$ augmente (c'est-à-dire lorsque la pression croît), il faut augmenter B_2 . La méthode de Simpson présentant l'avantage d'être plus rapide que la précédente, on l'a employée pour les grandes valeurs de $k_0 l$. Pour obtenir la précision de 10^{-3} , on doit diviser l'intervalle d'intégration $[0, B_2]$ en $P = 3B_2$ intervalles égaux. Quand on augmente $k_0 l$ de 31 500 à 200 000, il faut accroître B_2 de 300 à 500. La figure 1 met ainsi en évidence le rôle des bords de la raie lorsque la pression augmente.

II.2.3. Résultats.

Si on étudie la variation de Z en fonction de $k_0 l$ pour une valeur de a égale à 10^{-4} (figure 2), on constate que jusqu'à $k_0 l = 30\,000$, elle est très rapide ; au contraire, elle est très faible de 30 000 à 200 000 (ce qui correspond à une gamme de pression allant de 2 à 14 Torr, si on utilise pour évaluer k_0 la durée de vie donnée par SHORTLEY^{/8/}).

La constante de déclin τ_1 du niveau radiatif $^3P_1^0$ est, d'après (I₁₃) :

$$\frac{1}{\tau_1} = \gamma_a (1 - R.A) + g(p) + f(e)$$

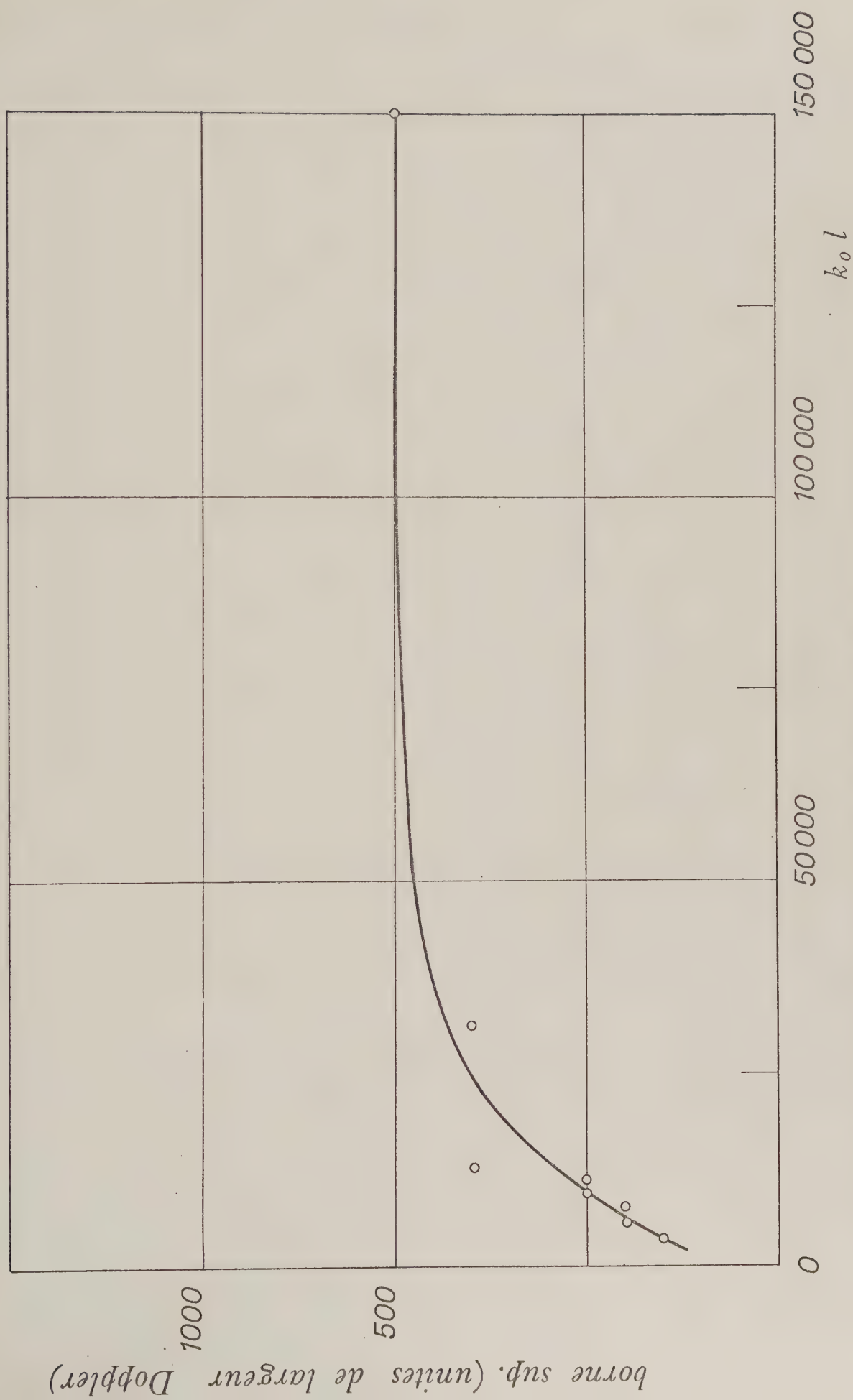
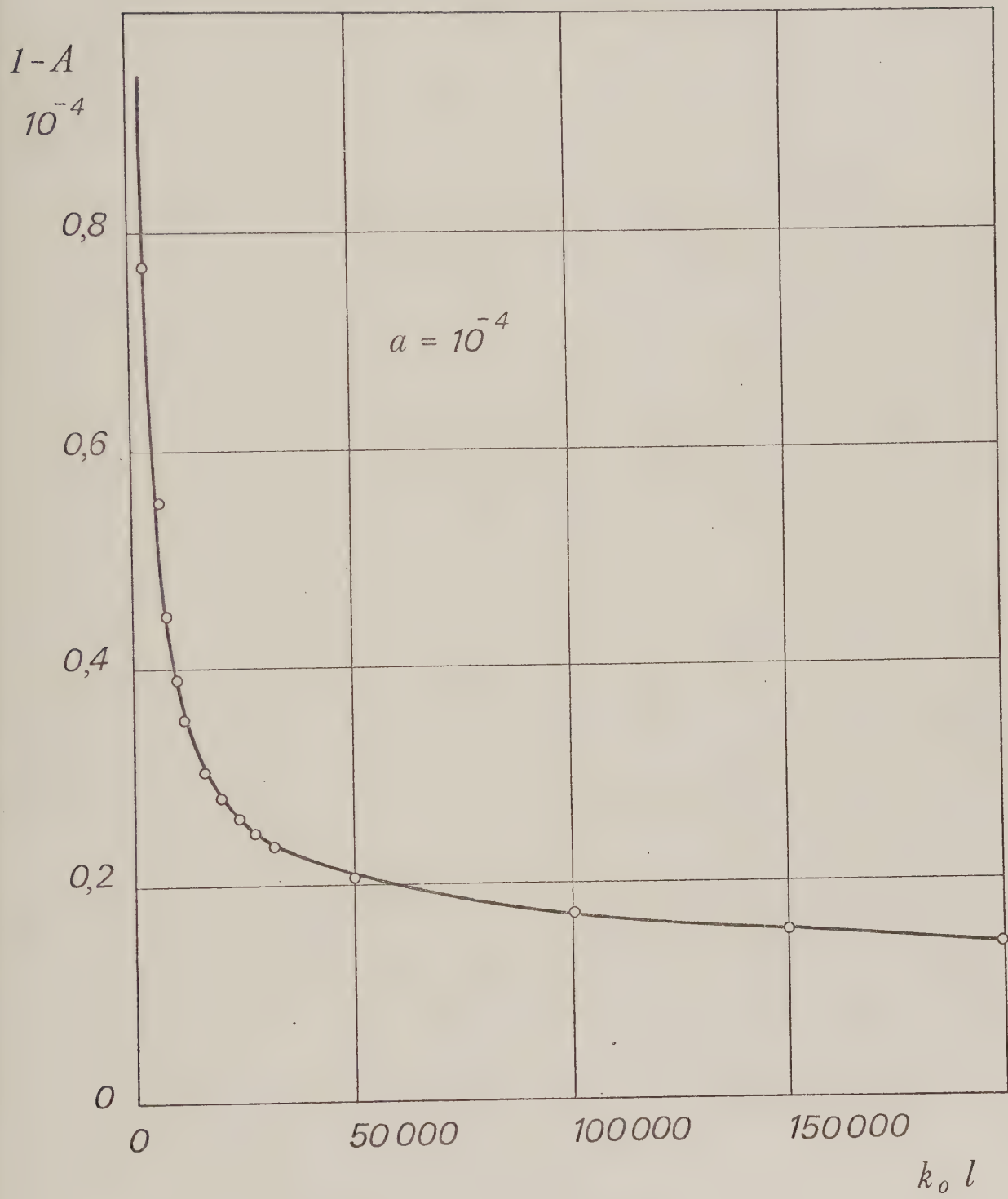


Figure 1 - Influence des bords de la raille en fonction de la pression

Figure 2



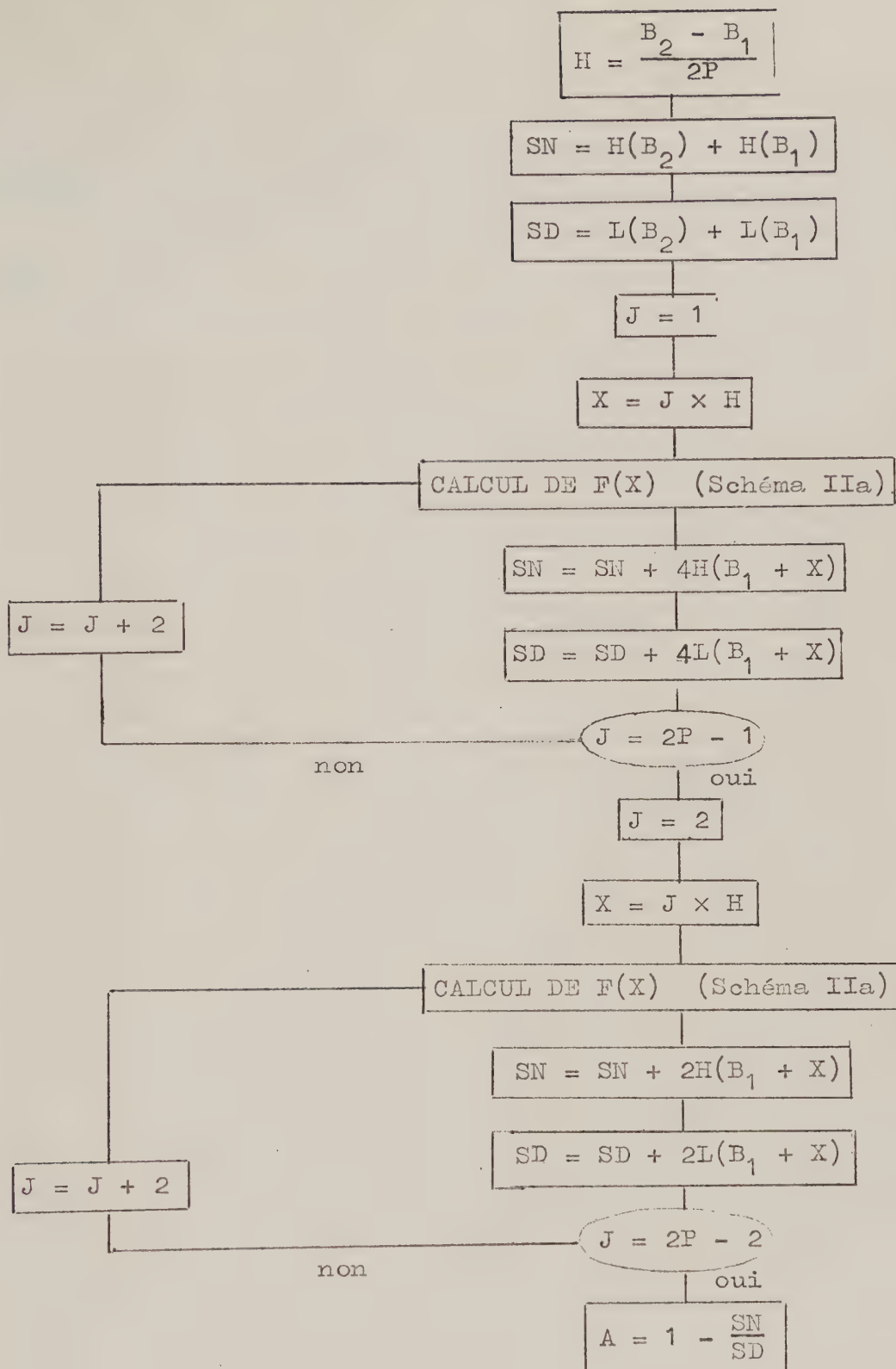


Schéma IIb

Ici R vaut l'unité, puisque le niveau $^3P_1^0$ est un niveau de résonance. $\gamma_a = 1/\tau_a$ où τ_a désigne la durée de vie propre du niveau $^3P_1^0$.

On admet /5/ que les électrons ont pratiquement acquis l'énergie thermique dès $200 \mu s$, par conséquent, la densité électronique dépend peu du temps pour $t > 200 \mu s$. La quantité $f(e)$ n'est fonction que du nombre d'électrons, lui-même proportionnel à la pression du gaz /9, 10/.

L'expression donnant la constante de déclin τ_1 s'écrit donc :

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_a} (1 - A) + v(p).$$

L'expérience /5/ montre que le taux de relaxation de la population des atomes $N_e(^3P_1^0)$ en présence d'hélium varie en fonction de la pression totale p_t du mélange suivant la relation :

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{B}{p_t} + Cp_t \quad \text{où } B \text{ et } C \text{ désignent des constantes.}$$

A. BOUVIER /5/ a montré que le terme B/p_t correspond à la somme de deux effets : la diffusion des atomes métastables de néon dans l'état $^3P_0^0$ auquel l'état $^3P_1^0$ est fortement couplé et l'emprisonnement de la raie de résonance $\lambda = 743 \text{ \AA}$. Il apparaît ainsi une fonction E de la pression partielle du néon p_{Ne} qui a été identifiée avec la fonction d'emprisonnement :

$$E = \frac{1}{\tau_a} (1 - A).$$

On a porté dans le tableau III quelques valeurs expérimentales de $(1 - A)$ et les valeurs théoriques obtenues en ne considérant que l'élargissement Doppler pour diverses valeurs de $k_0 l$ de 3 500 à 31 500. On constate qu'au-delà de $k_0 l =$

7 500 (pression partielle de néon $p_{Ne} = 0,5$ Torr), les valeurs expérimentales sont supérieures aux valeurs théoriques et l'écart va en augmentant avec la pression. Cette divergence a été attribuée à l'effet d'élargissement sur les bords de la raie /11, 12, 13/.

TABLEAU III

p_{Torr}	$k_0 l$	$1 - A$ Doppler	$1 - A$ Exp.
0,23	3 500	$5,49 \cdot 10^{-5}$	$5,4 \cdot 10^{-5}$
0,37	5 500	3,41 "	4,3 "
0,50	7 500	2,46 "	3,7 "
0,63	9 500	1,92 "	3,0 "
0,77	11 500	1,57 "	2,6 "
0,97	15 500	1,14 "	2,3 "
1,17	19 500	0,90 "	2,2 "
1,57	23 500	0,74 "	2,1 "
2,10	31 500	0,55 "	1,6 "

Les courbes de la figure 3 déduites du calcul de la fonction $(1 - A)$ quand on tient compte de l'effet Lorentz, ainsi que les résultats expérimentaux, permettent de déterminer le rapport a pour les valeurs de $k_0 l$ correspondant au domaine de pression compris entre 0,23 et 2,10 Torr. On remarque que pour $k_0 l \leq 3 500$ (pression $p_{Ne} \leq 0,23$ Torr), l'effet Lorentz est négligeable.

L'étude de la courbe $a = f(k_0 l)$ montre que le paramètre a varie très peu dans le domaine de pression utilisé

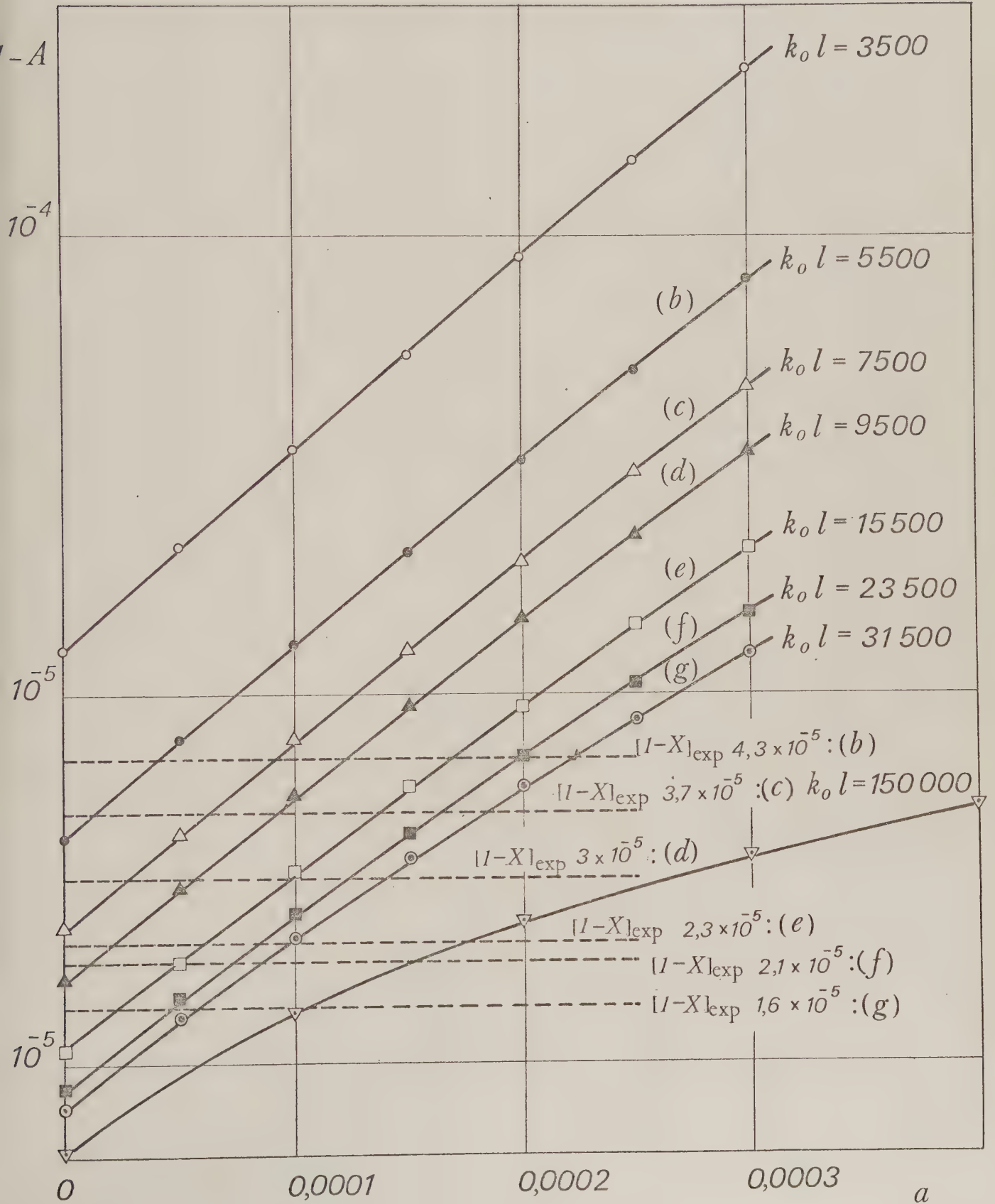
et reste de l'ordre de 6×10^{-5} (figure 4). L'influence de l'emprisonnement de la raie de résonance se traduit donc par la présence d'un terme constant dans l'expression de la fréquence de déclin de la population du niveau radiatif $^3P_1^0$. Un tel résultat est conforme à celui que PHELPS a obtenu expérimentalement pour des pressions comprises entre 5 et 60 Torr /14/.

II.3. CONCLUSION.

On dispose donc maintenant de valeurs très précises de l'absorption en fonction de l'épaisseur optique $k_0 l$, pour une gamme très étendue de valeurs de $k_0 l$. Ces résultats ont notamment montré que dans les mélanges hélium-néon, pour une pression partielle de néon égale à 0,23 Torr, le profil de la raie de résonance du néon $\lambda = 743 \text{ \AA}$ est de type purement Doppler ; dès que p_{Ne} atteint 0,5 Torr, l'effet Lorentz ne peut plus être négligé. Cependant la mesure du rapport $a = \sqrt{\ln 2} \Delta \nu_L / \Delta \nu_D$ déduite des expériences précédemment faites au laboratoire étant très imprécise, on se propose d'améliorer le dispositif expérimental d'absorption qui sera utilisé ici pour étudier plus particulièrement les variations de population des niveaux 2^1S et 2^3S de l'hélium pur en fonction de divers paramètres.

Figure 3

Détermination de la valeur expérimentale de $a = \sqrt{\ln 2} \frac{\Delta v_L}{\Delta v_D}$



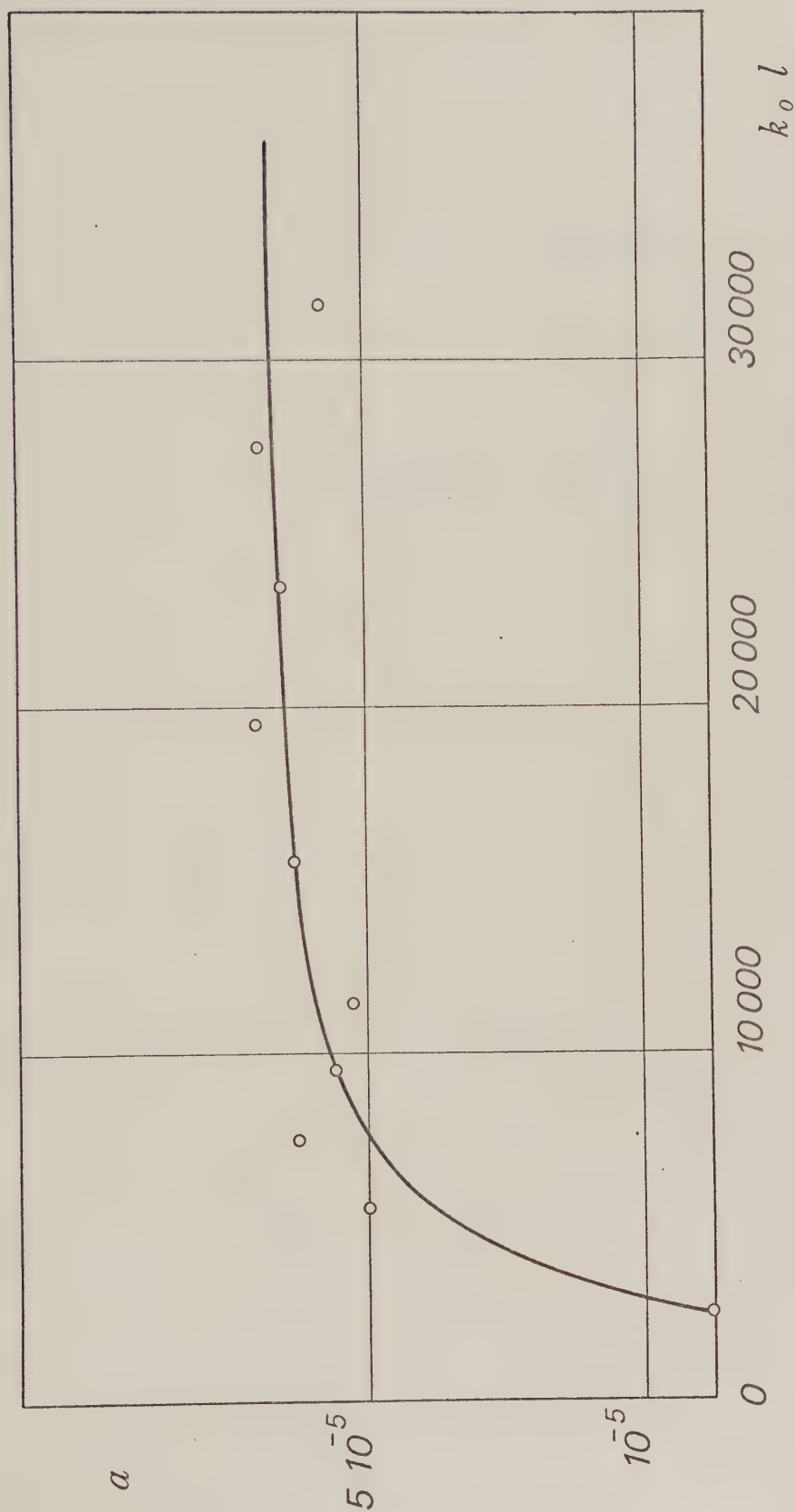


Figure 4 - Variation du rapport $\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta v_L}{\Delta v_D}$ en fonction de la pression

DEUXIEME PARTIE

ETUDE EXPERIMENTALE

CHAPITRE I

INTRODUCTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE

I.1. MONTAGE EXPERIMENTAL.

L'appareillage -dont le schéma de principe est représenté par les figures 5a et 5b- comprend essentiellement un dispositif excitateur, la cellule d'absorption reliée à une canalisation à vide, une lampe à résonance et un ensemble récepteur.

Les gaz contenus dans la lampe à résonance et dans la cellule d'absorption sont excités par des ondes centimétriques de longueur d'onde 3,1 cm produites par deux générateurs radar identiques R_1 et R_2 (figure 5a). Ces ondes sont modulées par des impulsions fournies par les générateurs de "pulses" G_1 et G_2 à la fréquence de répétition d'environ 800 Hz que donne l'oscillateur O. Le générateur G_2 permet de retarder l'impulsion de commande de R_2 de 2 à 1250 μs par rapport à celle issue de R_1 . Une alimentation H fournissant une tension continue de 24 V et une génératrice G (110 V - 400 Hz) alimentent R_1 et R_2 ; la tension de 110 V donnée par G, est maintenue constante à l'aide du régulateur R.

La lampe à résonance LR est constituée d'un tube de quartz, de 8 mm de diamètre, rempli de néon ou d'hélium très

pur. La cellule d'absorption B, en quartz également, a la forme d'un ballon de 11 cm de diamètre portant deux disques plans et parallèles normaux à l'axe de visée et un cylindre creux fermé par un disque contre lequel s'applique le guide d'onde ; on obtient ainsi une décharge en forme de dard dans la direction du guide d'onde ; on peut alors étudier différentes tranches de la zone lumineuse situées à une distance d variable de l'extrémité du guide. L'aspect de la décharge dépend de la pression ; pour une pression inférieure à 2 Torr, tout le volume de l'enceinte est illuminé ; lorsqu'on élève la pression, la décharge se localise de plus en plus près de la paroi proche du guide d'onde.

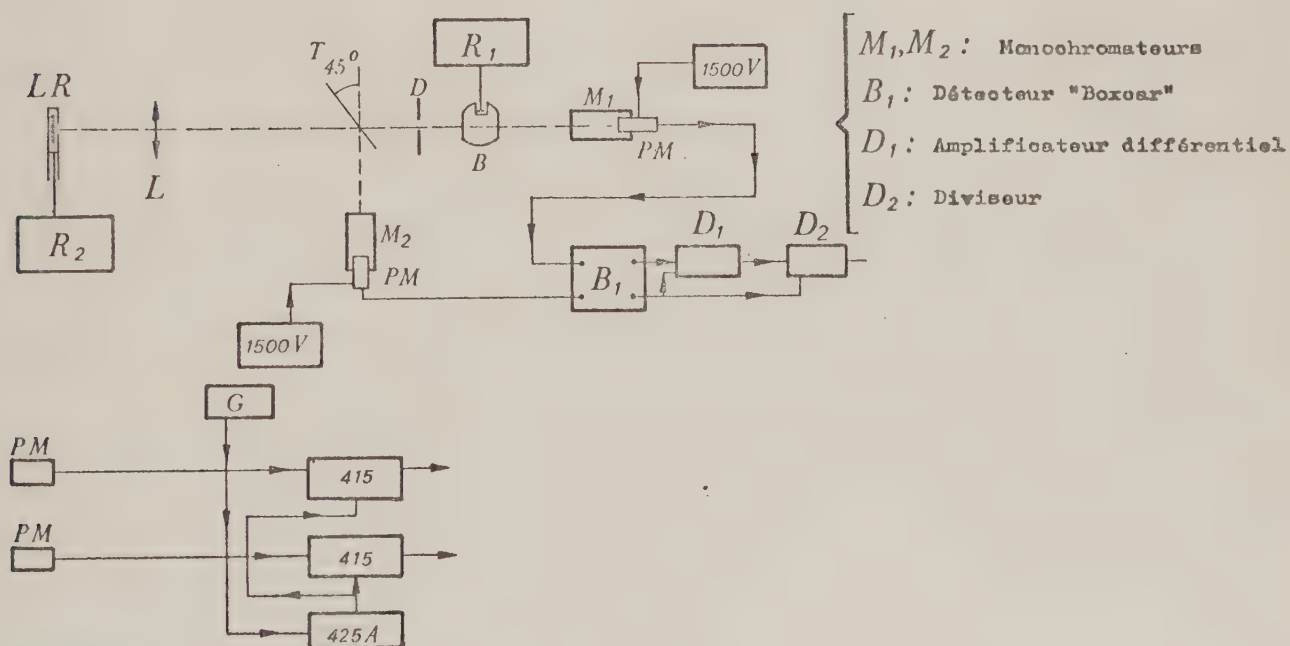
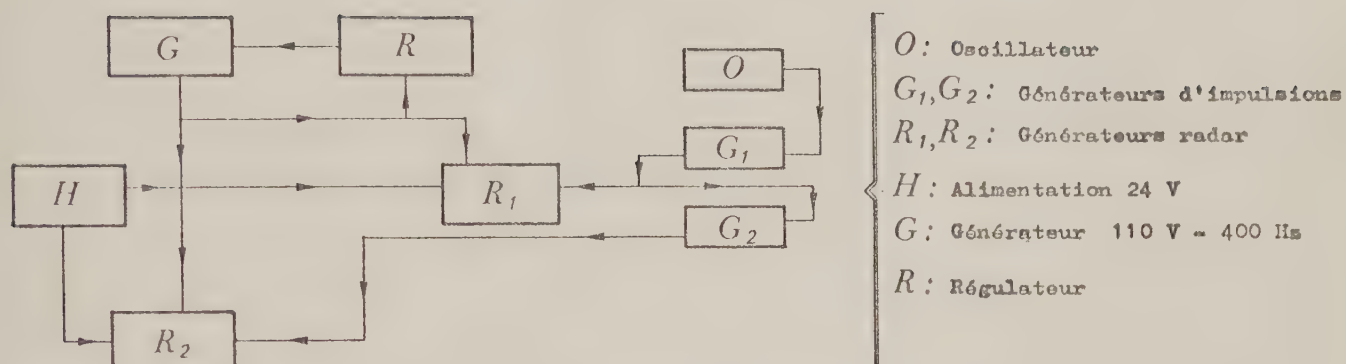
La canalisation à vide comprend un groupe de pompage constitué d'une pompe à palettes et d'une pompe à diffusion d'huile, des ampoules de gaz et des pièges refroidis à l'azote liquide. Les gaz utilisés sont les variétés les plus pures fournies par la Société "L'Air Liquide".

Une lame semi-transparente T est placée à 45° sur le trajet du faisceau lumineux issu de LR (figure 5b). Ainsi seule, la moitié de l'intensité du faisceau incident traverse la cellule B et peut être absorbée, l'autre partie étant renvoyée à 90° ; ce dispositif permet alors d'effectuer des mesures simultanées des intensités du rayonnement avant et après la traversée de B.

Deux monochromateurs Hilger D 285 M_1 et M_2 (figure 5b) associés chacun à un photomultiplicateur XP 1002 de la Société "La Radiotechnique" servent à l'analyse des deux faisceaux. Le monochromateur M_1 est solidaire du banc d'optique sur lequel sont disposés, en avant de B, une lentille L, la lame T et un secteur tournant D. Ce dernier permet de cacher la lumière issue de LR ; on mesure ainsi alternativement au moyen de M_1 la postluminescence de B et l'intensité

Figure 5

Dispositif expérimental



du faisceau issu de LR après la traversée de B. On peut déplacer le banc d'optique et simultanément R_2 , de façon à viser les différentes régions de la cellule d'absorption.

Les courants débités par chacun des photomultiplicateurs sont mesurés par un détecteur "Boxcar" B_1 ; puis les signaux sont envoyés successivement sur un amplificateur différentiel D_1 , un diviseur D_2 et un enregistreur.

I.2. METHODE DE MESURE.

Le détecteur "Boxcar" est un appareil de mesure de corrélation entre signaux par échantillonnage. Il comprend essentiellement (figure 5c) :

- un système échantillonneur : "Scan delay Generator" 425 A,
- un système intégrateur : "Linear Gate" 415.

Il est destiné à la restitution d'une onde de signaux répétitifs noyés dans le bruit lorsqu'on dispose d'un signal de référence de même fréquence que le signal à détecter. Il utilise une porte qui est débloquée pour échantillonner une petite partie de l'onde à chaque cycle. Cette information échantillonnée est ensuite intégrée, tandis que les variations moyennes du bruit tendent vers zéro. Le signal de sortie de cet intégrateur représente donc la valeur moyenne de chaque partie de l'onde qui a été échantillonnée. Cet échantillon est progressivement retardé par rapport à la référence à chaque cycle et permet de représenter un profil complet de l'onde, qui peut être reproduit sur un enregistreur XY.

On échantillonne l'impulsion issue de LR sur une largeur de $2 \mu s$. On a utilisé le détecteur non pour tracer

l'impulsion elle-même, mais pour en obtenir une valeur moyenne. A cet effet, on utilise une porte de largeur 100 ns qui balaye la partie explorée en 100 ms. On obtient alors soit une suite périodique d'impulsions amplifiées environ 100 fois par rapport à celles délivrées par le photomultiplicateur, soit un signal continu en introduisant, dans le circuit de sortie du détecteur, une constante de temps au moins égale à 3 s. Ce signal correspond à la valeur moyenne des impulsions obtenues en explorant le signal lui-même (figure 5d).

L'ensemble du dispositif récepteur donne donc les valeurs moyennes I_1 et I_2 des signaux reçus par M_1 et M_2 . L'amplificateur différentiel fournit $I_2 - I_1$ et le système diviseur, la quantité $\frac{I_2 - I_1}{I_2} \times 10$. Lorsque les ouvertures du secteur tournant D permettent au rayonnement de LR de traverser l'ampoule B et que le gaz de l'ampoule n'est pas excité, on agit sur la tension des photomultiplicateurs de façon à réaliser l'égalité des courants débités. On a alors :

$I_1 = I_2 = I_0$, I_0 désignant la valeur moyenne du signal qui correspond au flux incident.

Si on excite le gaz de l'ampoule B, on a :

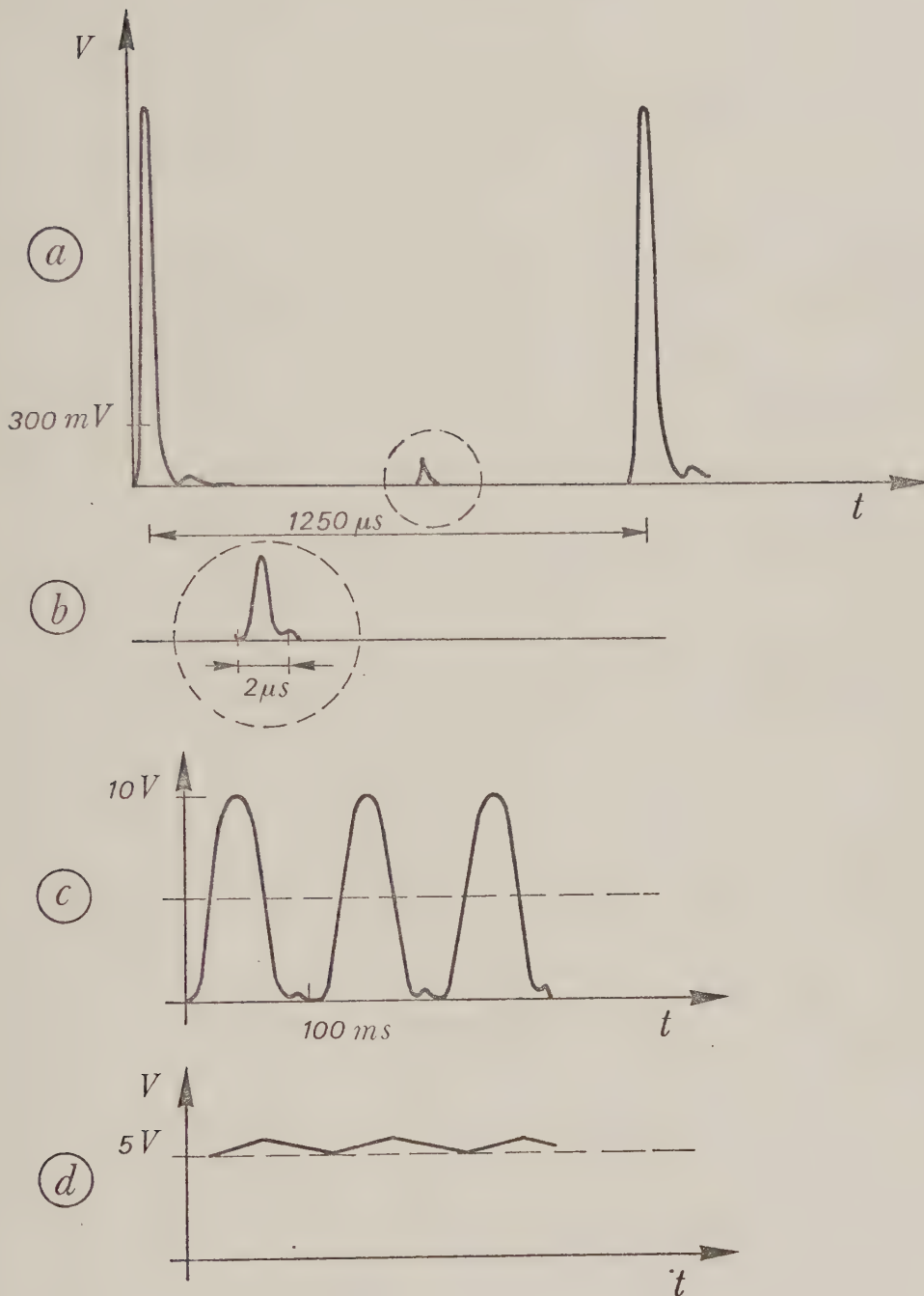
$$I_1 = I + I_{\text{post}}$$

où I_{post} désigne le photocourant dû à la postluminescence résiduelle du gaz de B au moment de la mesure et I , celui que produit le faisceau issu de la lampe à résonance après traversée de la cellule B.

Si les parties opaques du secteur tournant cachent la lampe LR, le gaz de la cellule restant excité, on obtient :

$$I_1 = I_{\text{post}}.$$

Figure 5d



Méthode de mesure :

- a) Impulsions délivrées par le photomultiplicateur M_1
- b) Impulsion issue de LR
- c) Signal à la sortie du détecteur après balayage en $100 ms$
- d) Signal à la sortie du détecteur en ajoutant une constante de temps $< 3 s$

Lorsque la décharge cesse dans l'ampoule B, le photocourant s'annule :

$$I_1 = 0.$$

Quant à I_2 , il conserve la valeur $I_2 = I_0$ pendant toutes ces opérations.

En résumé, en l'absence d'excitation du gaz de la cellule d'absorption, on mesure la distance lue sur l'enregistreur entre le point correspondant à l'absorption nulle ($I_1 = I_2$) et le point correspondant à une absorption égale à l'unité ($I_1 = 0$) ; quand la décharge a lieu, on lit directement la valeur du déplacement qui correspond à la quantité I/I_0 . La comparaison de ces deux distances permet de calculer l'absorption A définie précédemment (I.1.3)

Par cette méthode, on a pu mesurer des absorptions très faibles de l'ordre de 1 % avec une précision de 10 %.

CHAPITRE II

RESULTATS EXPERIMENTAUX

On se propose de mesurer le déclin de la population des atomes d'hélium dans les deux plus bas niveaux excités qui sont des niveaux métastables (figure 6) ; l'un est un niveau triplet ($2\ ^3S_1$), l'autre un niveau singulet ($2\ ^1S$). On a utilisé à cette fin les deux radiations suivantes, facilement détectées par le dispositif :

$$\begin{array}{ll} 3889\ \text{\AA} & (3\ ^3P_0 \rightarrow 2\ ^3S_1) \\ 5016\ \text{\AA} & (3\ ^1P_1 \rightarrow 2\ ^1S_0). \end{array}$$

Les courbes donnant pour ces raies la variation de la quantité $1 - I/I_0$ en fonction du temps dans les différentes régions de la cellule d'absorption et à diverses pressions (figures 7, 8, 9) montrent que les valeurs de $1 - I/I_0$ peuvent devenir négatives. Il apparaît donc un phénomène opposé à l'absorption, qui se manifeste comme un accroissement de l'intensité du rayonnement émis par la lampe à résonance après la traversée de la cellule.

Ce phénomène n'ayant pas été observé au cours des études précédemment faites au laboratoire sur le néon pur ^{/5/}, on a repris les mesures d'absorption sur deux raies du néon

($\lambda = 6334 \text{ \AA}$ et $\lambda = 5852 \text{ \AA}$). Les courbes $(1 - I/I_0) = f(t)$ tracées pour une pression de 5,39 Torr et une distance nulle (figure 10) montrent que ce phénomène se produit également dans le cas du néon pur. La variation relative d'intensité est au plus égale à 8 %, ce qui explique qu'elle n'ait pu être mise en évidence antérieurement, la précision des mesures étant alors de l'ordre de 20 %. Il est donc apparu nécessaire d'étudier cet effet avant de déterminer les taux de déclin.

I.1. ETUDE DE L'ACCROISSEMENT DU PHOTOCOURANT.

Une augmentation de l'intensité I a été constatée très près du guide d'onde et au bout d'un temps de $1000 \mu s$ après l'impulsion sur toutes les raies intenses du néon et de l'hélium.

I.1.1. Variation avec le temps.

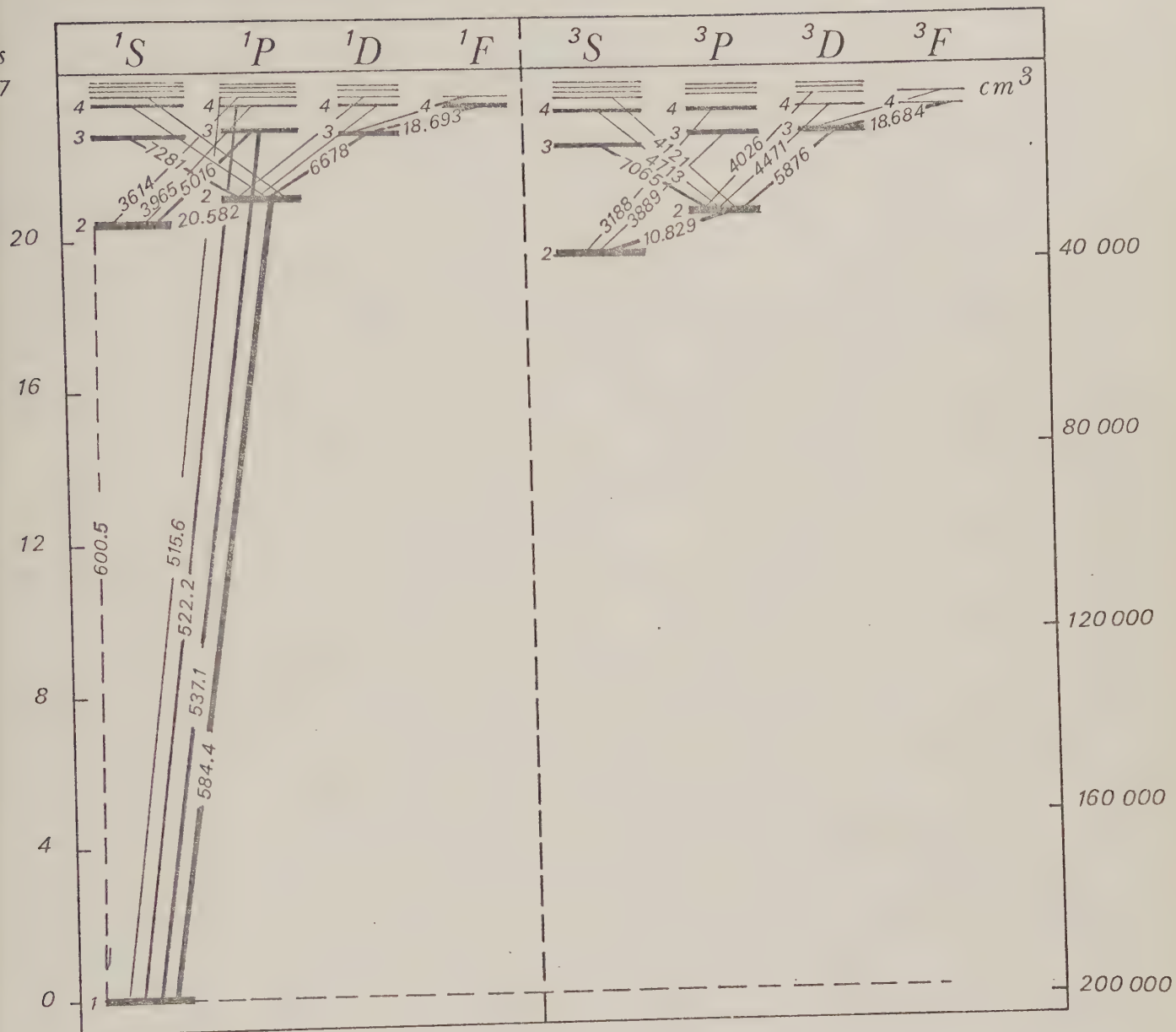
L'accroissement du signal semble indépendant du temps pendant la période où les raies du néon ou de l'hélium ne sont pas absorbées, ainsi que pendant toute la postluminescence pour les raies de l'hélium qui ne subissent pas d'absorption. La comparaison des tableaux IV et V montre que l'augmentation du photocourant constatée est plus importante pour l'hélium que pour le néon.

II.1.2. Variation avec la pression et avec la distance au guide d'onde.

Les variations de l'accroissement du photocourant mesurées sur la raie $5852 \text{ \AA}$ du néon et sur les raies $4472 \text{ \AA}$, $5016 \text{ \AA}$, $5875 \text{ \AA}$ de l'hélium, $1000 \mu s$ après l'impulsion, sont représentées en fonction de la distance au guide d'onde (figure 11) et en fonction de la pression (figure 12). On note que le phénomène observé dépend peu de ces deux paramètres.

Figure 6

ts
47



Helium

Figure 7

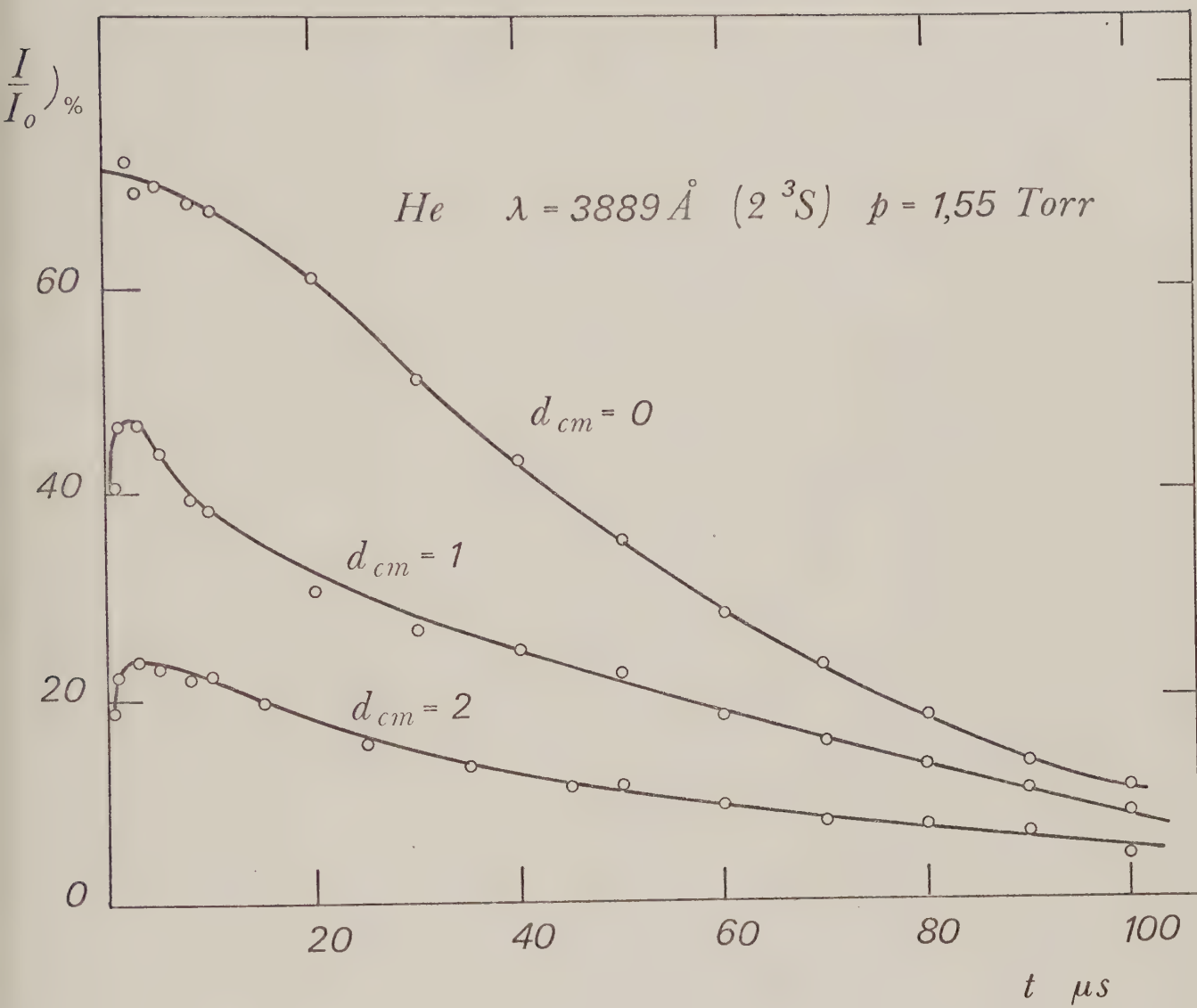


Figure 7

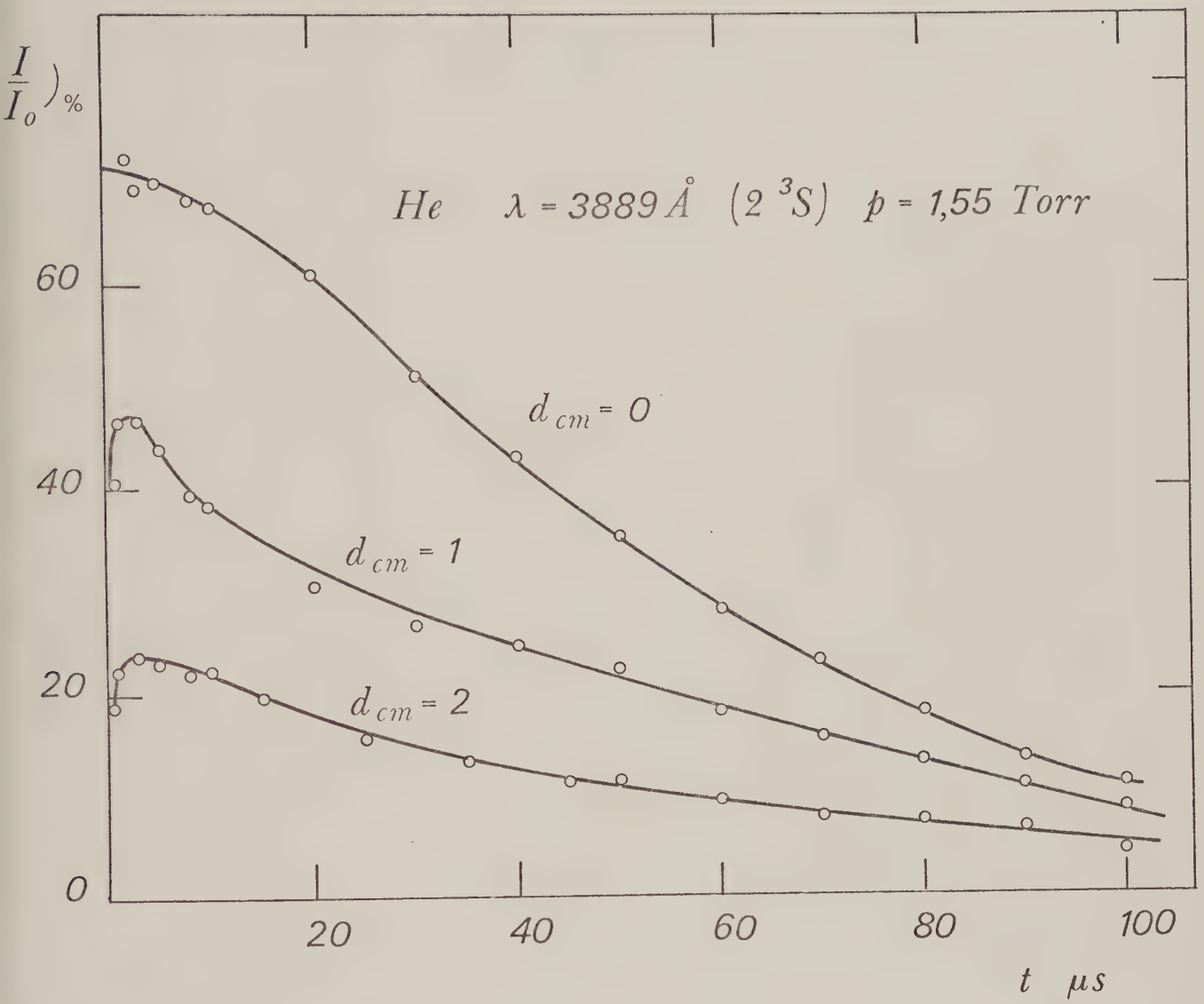


Figure 8

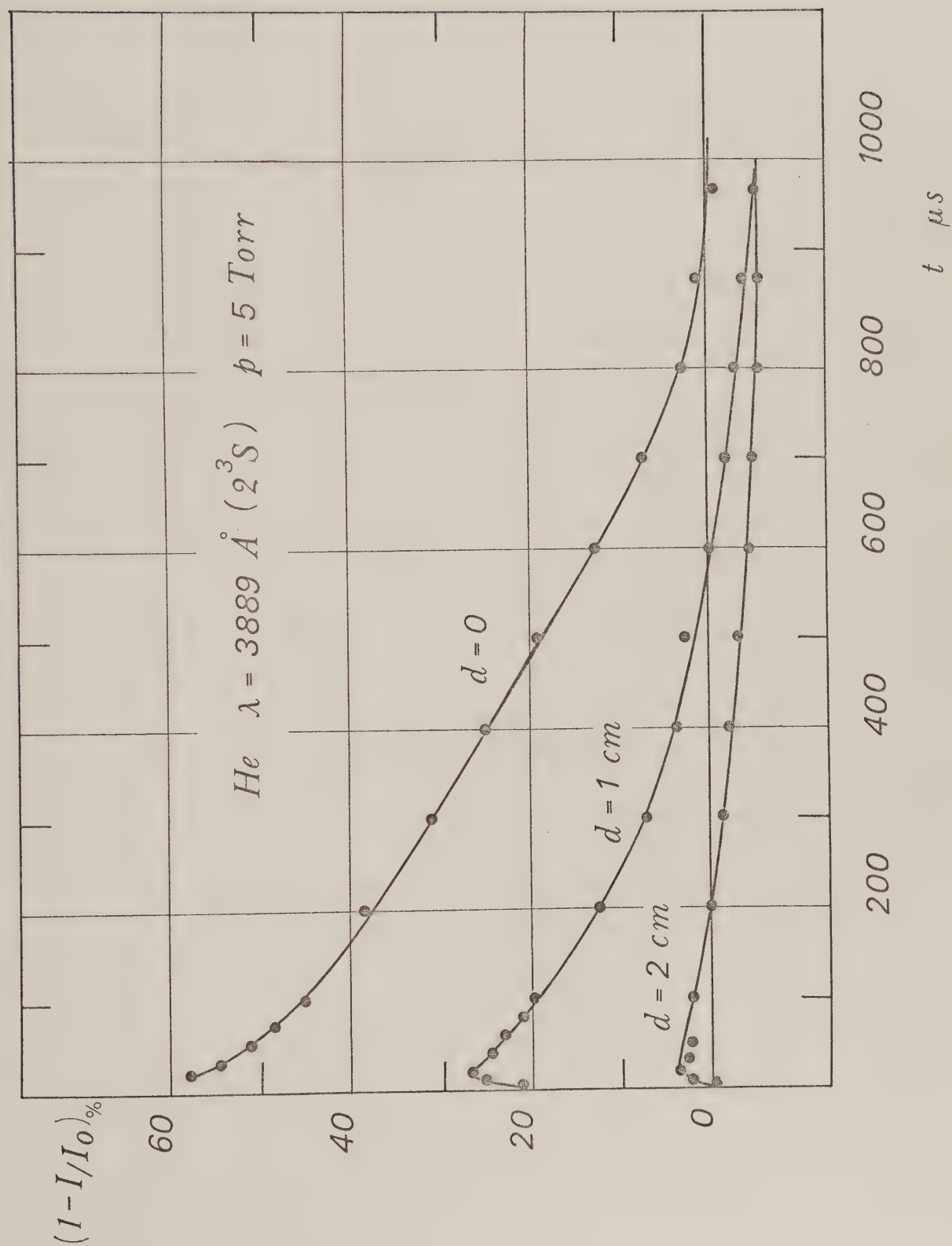
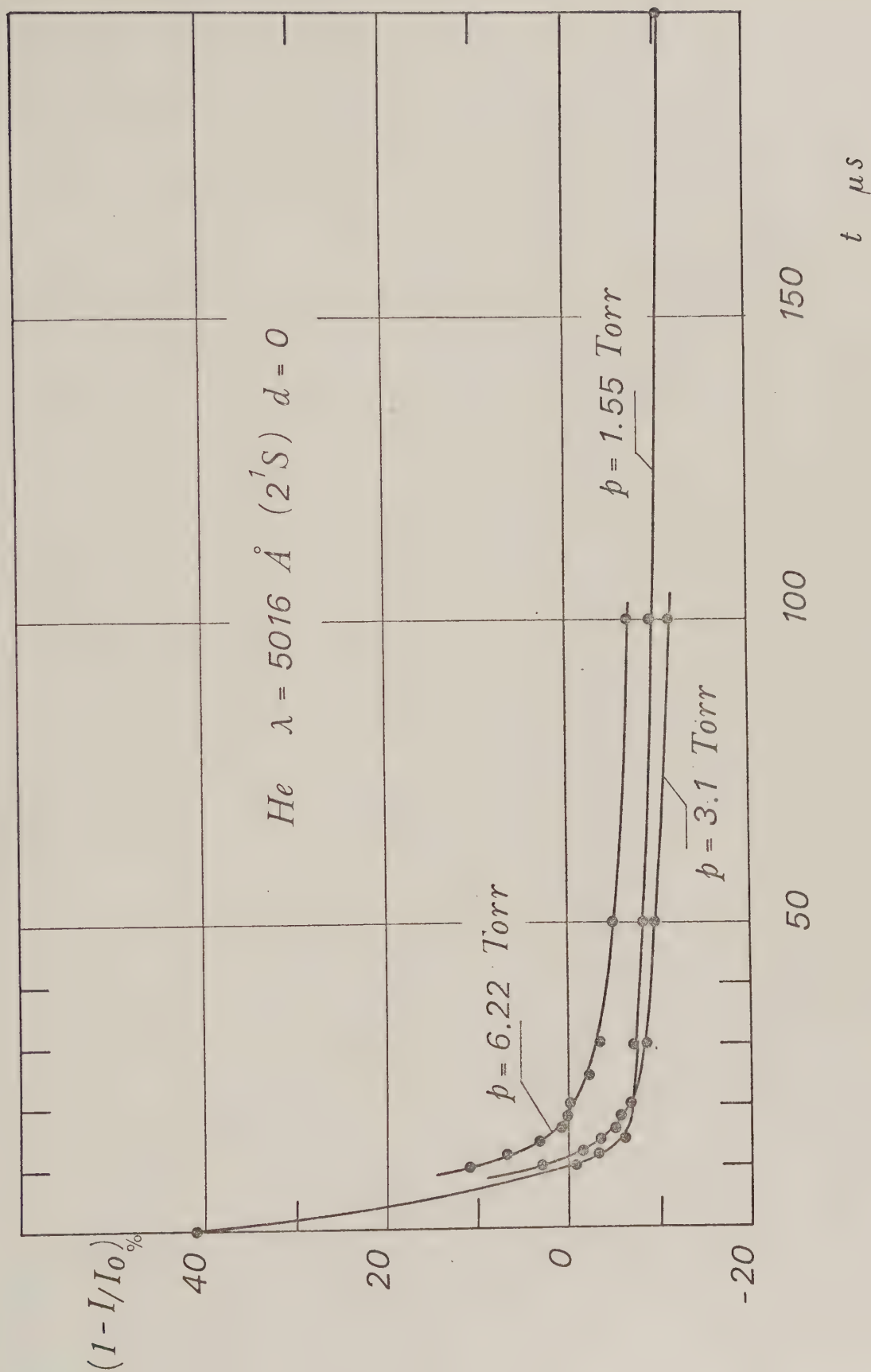
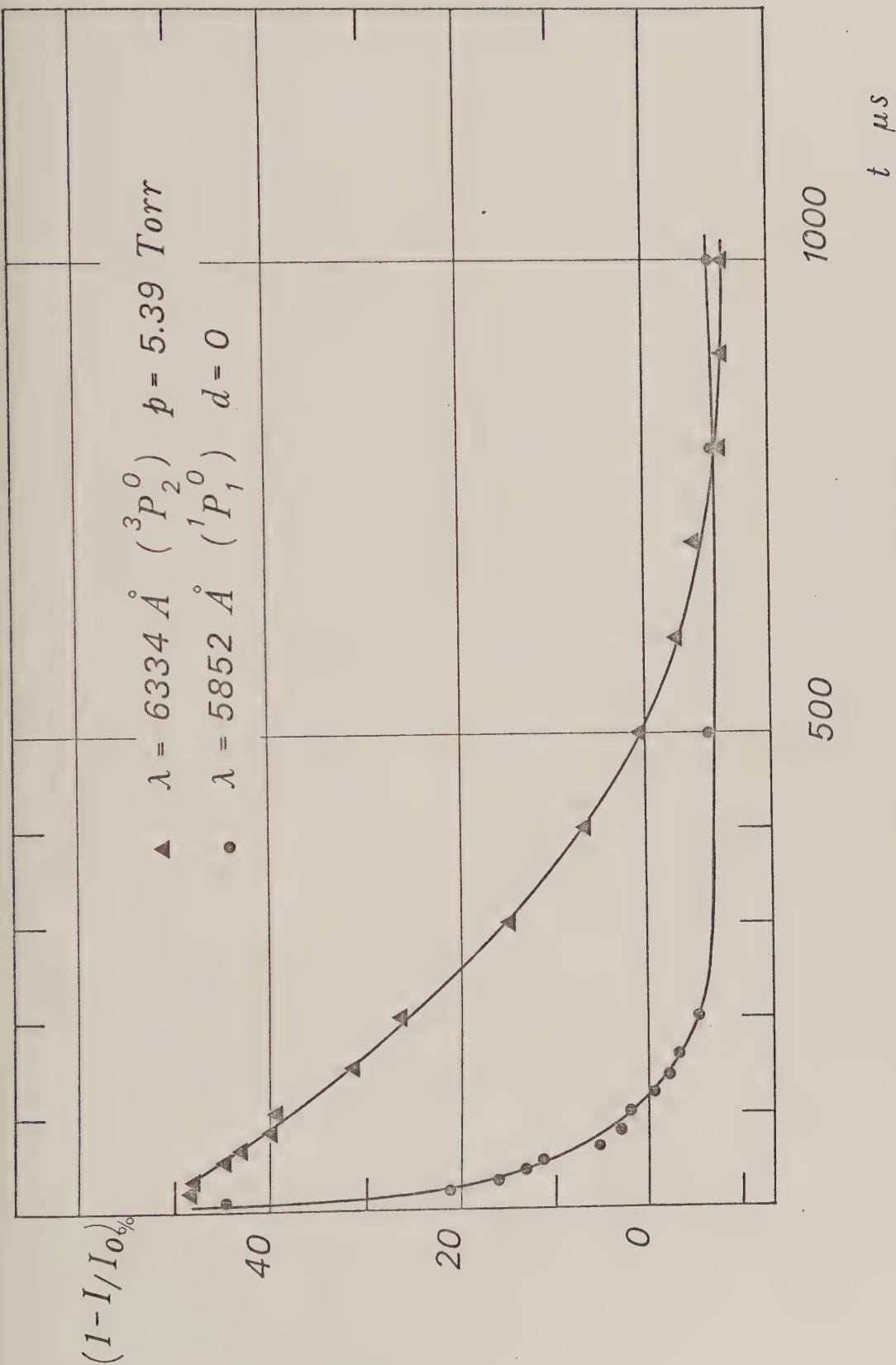
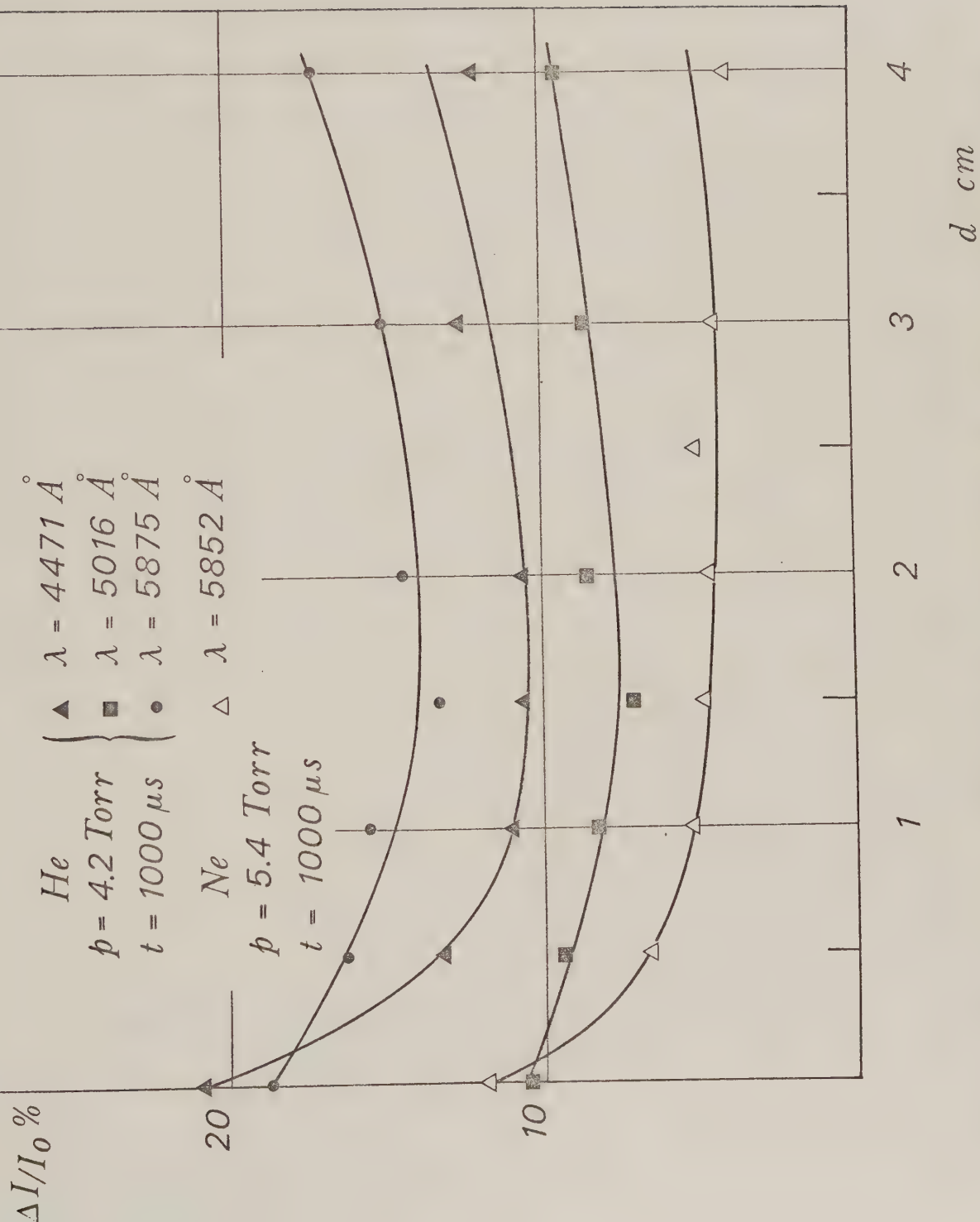


Figure 9

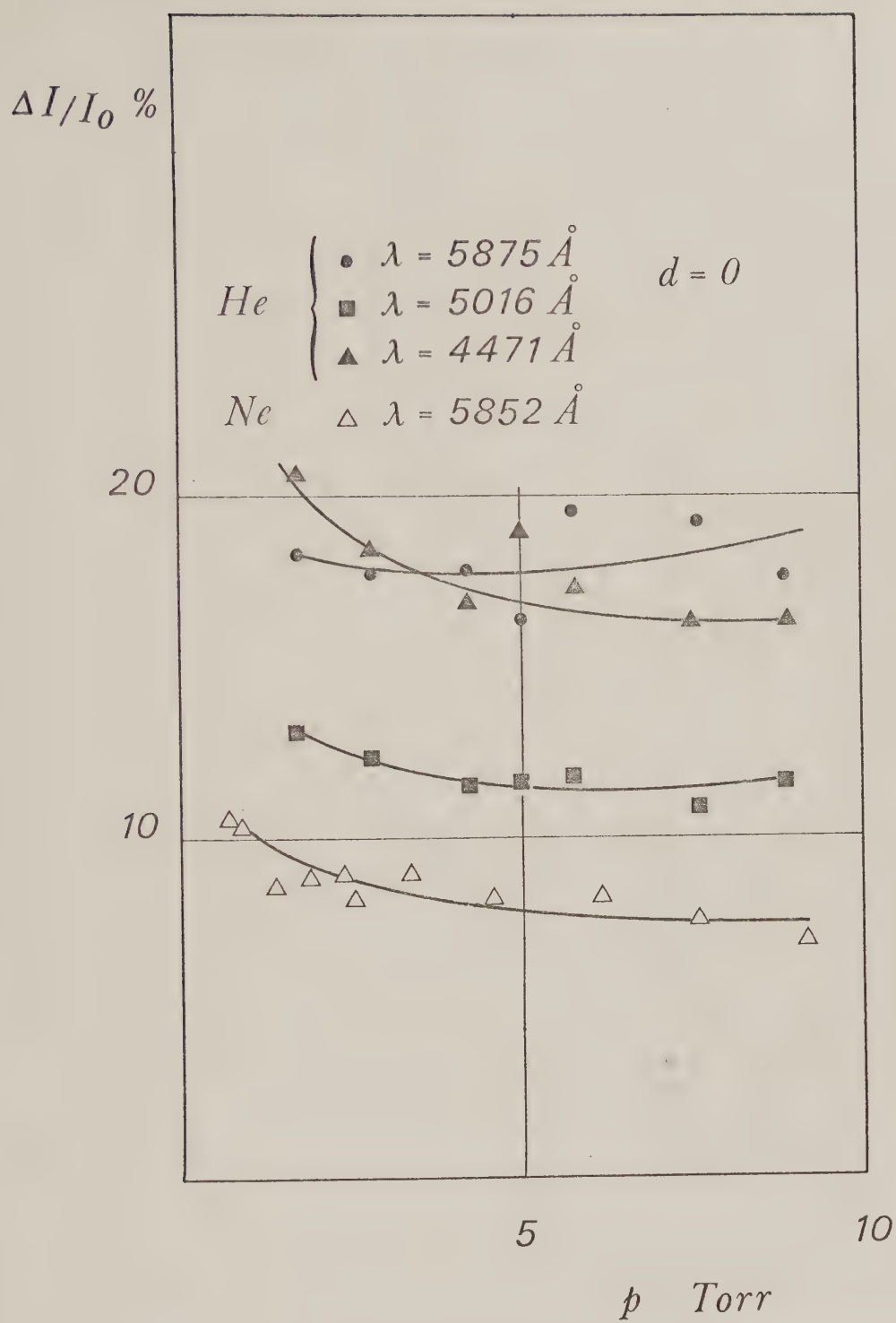






Variation de l'accroissement du photocourant en fonction de la distance

Figure 12



Variation de l'accroissement du photocourant
en fonction de la pression

$\lambda_{\text{\AA}}$	$\left 1 - \frac{I}{I_0} \right \%$
5 852	10,6
5 882	7,3
6 074	7,4
6 096	8,1
6 163	7,8
6 266	8,1
6 402	6,9

TABLEAU IV

(Ne, $p = 1,3$ Torr, $d_{\text{cm}} = 0$)

$\lambda_{\text{\AA}}$	$\left 1 - \frac{I}{I_0} \right \%$
4 026	17,5
4 471	24,5
4 922	16
5 016	16,7
5 875	25,9
6 678	19,5

TABLEAU V

(He, $p = 5$ Torr, $d_{\text{cm}} = 0$)

II.1.3. Hypothèses sur l'origine de l'effet observé.

La variation de l'accroissement du photocourant avec le temps, la distance au guide d'onde et la pression ne permettant pas d'en déceler l'origine, on a examiné différentes hypothèses afin de tenter de l'expliquer.

Les blindages des photomultiplicateurs M_1 et M_2 sont suffisants pour que leur interaction avec les ondes électromagnétiques issues des radars soit peu probable. De plus, si on fait débiter le radar R_1 sans exciter le gaz de la cellule d'absorption et si on mesure dans ces conditions la valeur du photocourant I , on vérifie qu'il reste égal au photocourant I_0 .

On a pensé qu'il pouvait se produire une superradiance à la traversée du plasma. Un système est dit superradiant si un phénomène d'émission stimulée se manifeste après un seul passage du rayonnement ^{/23/}; alors les atomes réémettent la radiation avec un taux supérieur au taux d'émission spontanée. Le processus d'émission stimulée est donc analogue au phénomène d'absorption et l'effet observé semble être de même nature. De plus, des expériences sur la superradiance du néon dans le visible ont été décrites par plusieurs auteurs ^{/24/}; ils supposent que l'inversion de population nécessaire pour produire l'émission stimulée est due à un phénomène de cascades à partir des niveaux supérieurs. La radiation incidente doit donc prendre de l'énergie au milieu excité. On a modifié le générateur d'impulsions G_2 pour que R_2 excite trois fois le gaz de la lampe à résonance entre deux impulsions fournies par G_1 (figure 5a); on a constaté alors que l'accroissement du photocourant mesuré pour chacun des trois signaux demeurerait inchangé. Pour prouver

qu'il ne peut s'agir de superradiance, il restait à vérifier que cet effet est indépendant de l'énergie des photons incidents. On a d'abord remplacé le néon 20 de la lampe de résonance par l'un de ses isotopes, le néon 22 ; l'absorption a alors diminué faiblement tandis que l'importance du phénomène n'était pas modifiée. On a ensuite augmenté l'écart de longueur d'onde existant entre les raies émises par la lampe à résonance et celles émises par la cellule en plaçant la lampe dans un champ magnétique produit par un électroaimant. Une observation longitudinale des raies du néon ne fait plus apparaître d'absorption, mais l'accroissement du photocourant I demeure. On a enfin rempli d'hélium la lampe à résonance, la cellule d'absorption contenant du néon ; on note encore une "surintensité" pour certaines raies de l'hélium (tableau VI).

TABLEAU VI

$\lambda \text{ \AA}$	$\left 1 - \frac{I}{I_0} \right \%$
5 875	5
6 678	13
7 065	9
7 281	13

La dispersion du monochromateur étant insuffisante, les raies du tableau VI ne peuvent être séparées des raies voisines du néon (5882 Å, 6678 Å, 7032 Å, 7245 Å) tandis que la raie de l'hélium $\lambda = 5016 \text{ \AA}$, qui est bien isolée, ne donne lieu à aucune augmentation d'intensité. On constate aus

que l'importance du phénomène n'est pas fonction de la différence de longueur d'onde entre les raies de l'hélium et celles du néon (tableau VI) ; en effet, à cause de la faible sensibilité du photomultiplicateur aux grandes longueurs d'onde, on doit utiliser des fentes larges pour l'étude des raies $\lambda = 7065 \text{ \AA}$ et $7281 \text{ \AA}$, si bien que les radiations $\lambda = 7032 \text{ \AA}$ et $7245 \text{ \AA}$ du néon sont également détectées par le photomultiplicateur.

Il semble donc que l'accroissement du photocourant observé soit lié au flux reçu par le photomultiplicateur. Cette hypothèse est compatible avec les variations de ce phénomène avec la pression et avec la distance au guide d'onde ; en effet, pour des valeurs faibles de ces deux paramètres, le flux lumineux reçu par le photomultiplicateur est plus élevé, d'où l'importance accrue de la "surintensité". On a remplacé l'oscillateur O (figure 5a) par un alternateur fournissant une tension de fréquence 800 Hz, dont l'arbre portait un disque stroboscopique percé de trous permettant d'isoler $400 \mu s$; ce dernier était placé en avant de la cellule d'absorption de façon à éliminer la lumière émise par la cellule pendant la décharge ; on a alors constaté que le phénomène disparaissait. On a aussi bloqué le photomultiplicateur pendant la mesure du signal provenant de la cellule d'absorption, en courtcircuitant les deuxième et troisième dynodes à l'aide d'un transistor commandé par un dispositif électronique synchronisé sur l'impulsion à effacer. Ce blocage s'est montré efficace à 90 %, le photocourant dû à l'émission de l'ampoule a donc été divisé par 10 et l'on constate que dans ces conditions, la "surintensité" observée a diminué de moitié.

Il apparaît que l'accroissement du photocourant observé doit être attribué à une augmentation de sensibilité

du photomultiplicateur due à l'impulsion lumineuse reçue pendant la décharge. Aussi sera-t-il nécessaire d'en tenir compte pour déterminer les taux de relaxation de la population des divers états excités. Pour cela, il faut connaître sa valeur avec précision. Puisque, en plaçant la lampe à résonance dans un champ magnétique il n'y a plus d'absorption la variation du photocourant constatée est dans ces conditions uniquement due à l'effet parasite. On peut donc le mesurer alors qu'autrement l'existence de l'absorption gêne son évaluation. Mais, pour obtenir un champ magnétique suffisamment intense, il faut que l'entrefer de l'électroaimant soit très étroit et par suite, que la lampe à résonance ait un très faible diamètre inférieur à 5 mm. L'intensité lumineuse est alors fortement réduite et si les expériences sont possibles avec le néon pour lequel la décharge s'amorce assez facilement elles deviennent beaucoup plus difficiles dans le cas de l'hélium. D'autre part, si on élimine la "surintensité" à l'aide du stroboscope, il est impossible d'effectuer des mesures d'absorption en raison de l'instabilité de la fréquence fournie et de la tension de sortie insuffisante pour alimenter les deux générateurs d'impulsions G_1 et G_2 . On peut donc déjà prévoir que les valeurs des taux de relaxation obtenus ne seront pas très précises, surtout lorsque les absorptions mesurées seront importantes.

II.2. DETERMINATION DES TAUX DE RELAXATION.

L'étude du phénomène d'accroissement du photocourant dont il vient d'être question a montré que cet accroissement ne dépendait pas du temps. Il en résulte que l'on peut déterminer sa valeur, pour les différentes longueurs d'onde considérées, à l'aide des courbes $(1 - I/I_0) = f(t)$, en mesurant $(1 - I/I_0)$ longtemps après la fin de l'impulsion ; cette

quantité est alors constante et l'effet étudié intervient seul. En retranchant la valeur de $(1 - I/I_0)$ ainsi obtenue de celles que l'on mesure, à chaque instant, dans la post-décharge, on peut connaître les variations de l'absorption.

Les valeurs de $k_0 l$ déduites des mesures d'absorption sont données par le tableau I. Elles sont inférieures à 3% ; l'absorption sur les bords de la raie est donc négligeable et cette dernière peut bien être considérée comme une pure raie Doppler ^{/1/}.

Les courbes $\log_{10} k_0 l = f(t)$ sont linéaires. Puisque $k_0 l$ est proportionnel au nombre d'atomes N dans l'état inférieur de la transition envisagée, qui se trouvent sur le trajet du rayon lumineux, on peut écrire :

$$N = Cte \times e^{-t/\tau}$$

où τ désigne la constante de déclin (I.1.1).

On déduit donc des pentes des droites $\log_{10} k_0 l = f(t)$ les divers taux de relaxation.

II.2.1. Détermination des taux de relaxation de la population des atomes Ne ($^3 P_2^0$) et Ne ($^1 P_1^0$).

L'étude de ces taux de relaxation a déjà été effectuée au laboratoire ^{/5/}, mais la précision des mesures ne permettait pas alors de déceler la "surintensité". On se propose d'étudier l'influence de ce phénomène sur la valeur des taux de déclin.

On ne considère ici que les deux raies 6334 Å et 5852 Å aboutissant respectivement aux niveaux $^3 P_2^0$ et $^1 P_1^0$.

L'étude de l'absorption a été faite pour une pression de 5,39 Torr et une distance au guide d'onde $d = 0$. Pour la raie 6334 Å, la "surintensité" ne se manifeste isolément que pour des temps supérieurs à 700 μs et dans les conditions expérimentales choisies, elle est de 8 % (figure 10). Après correction des mesures, la courbe $\log k_0 l = f(t)$ donne, pour le taux de relaxation correspondant, $\tau = 227 \mu s$ (figure 13). La raie 5852 Å est absorbée pendant les 200 premières microsecondes et la "surintensité" est de 7 % (figure 10) ; la pente de la courbe $\log k_0 l = f(t)$ (figure 13) déduite des mesures d'absorption corrigées permet d'obtenir $\tau = 62 \mu s$.

On a tracé, pour les deux raies considérées, les courbes $\log k_0 l = f(t)$ sans tenir compte de la "surintensité", c'est-à-dire en prenant comme valeurs de l'absorption les valeurs mesurées (figure 14). Dans les mêmes conditions expérimentales, ces courbes sont encore linéaires et on obtient $\tau = 188 \mu s$ pour la raie 6334 Å et $\tau = 48 \mu s$ pour la raie 5852 Å, les taux de relaxation ainsi déterminés sont donc inférieurs à ceux que donnent les mesures non corrigées.

L'écart moyen entre les deux valeurs des taux de relaxation ainsi obtenus est de 20 % ; il est donc de l'ordre de grandeur de la précision des mesures effectuées par A. BOUVIER ^{/5/}. L'effet observé ne modifie donc pas de façon importante les résultats de l'étude antérieure de A. BOUVIER sur la population des atomes de néon excités aux niveaux 1P_1 et $^3P_{0,1,2}$; aussi cette étude n'a-t-elle pas été reprise dans le cadre de ce travail.

II.2.2. Détermination des taux de relaxation des populations des atomes He (2^3S_1) et He (2^1S_0).

a - Etude de l'absorption de la raie 5016 Å.

L'absorption de la raie 5016 Å ($3\ ^1P_1 \rightarrow 2\ ^1S_0$) est très faible, inférieure à 20 % ; elle n'est mesurable que pendant les 30 premières microsecondes après la fin de la décharge et seulement très près du guide d'onde ; on n'a pu étudier ses variations en fonction de la pression que pour la distance au guide d'onde $d = 0$.

Les valeurs de l'accroissement du photocourant sont facilement déterminées pour chaque pression puisqu'on les mesure seules entre 30 μs et 1000 μs . En corrigeant $(1 - I/I_0)$, les courbes $k_0 l = f(t)$ sont linéaires (figure 15). L'imprécision sur les taux de déclin déterminés à l'aide de ces courbes peut toutefois atteindre 20 %. La valeur élevée de l'erreur est due à l'importance de la postluminescence qui gêne les mesures dans la première phase du déclin ($t < 10\ \mu s$), le détecteur "Boxcar" étant alors saturé.

La courbe $\tau = f(p)$ (figure 16) présente un maximum pour une pression de 2,5 Torr. Elle vérifie la loi $1/\tau = B'/p + C'p$, où B' et C' désignent des constantes égales à :

$$B' = 0,13\ \mu s^{-1}\ \text{Torr}, \quad C' = 0,02\ \mu s^{-1}\ \text{Torr}^{-1}.$$

Ces valeurs sont déterminées à 7 % près.

b - Etude de l'absorption de la raie 3889 Å.

L'absorption de la raie 3889 Å ($3\ ^3P_0 \rightarrow 2\ ^3S_1$) est beaucoup plus importante puisque, très près du guide d'onde, elle peut atteindre 80 %. On peut la mesurer jusqu'à une distance du guide d'onde égale à 2 cm. Toutefois, les valeurs de la "surintensité" sont très difficiles à déterminer puisqu'à 1000 μs il y a encore de l'absorption sauf au-delà de 2 cm du guide d'onde pour des pressions supérieures à 3 Torr ; dans ce cas, la "surintensité" est d'environ 4 %.

Figure 13

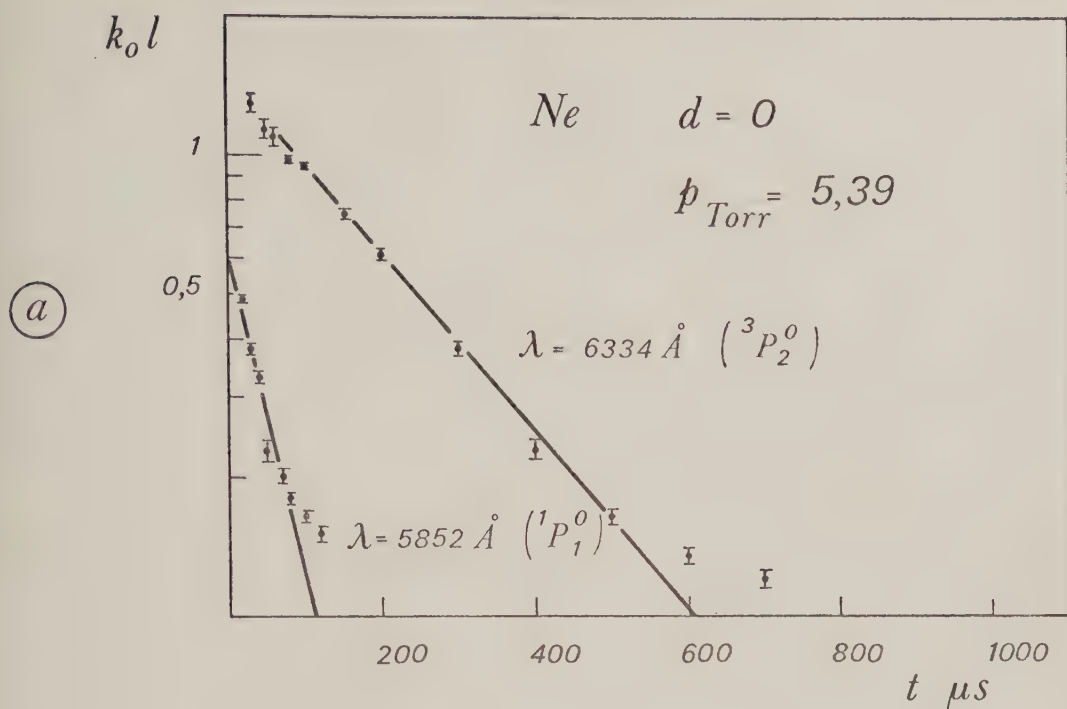
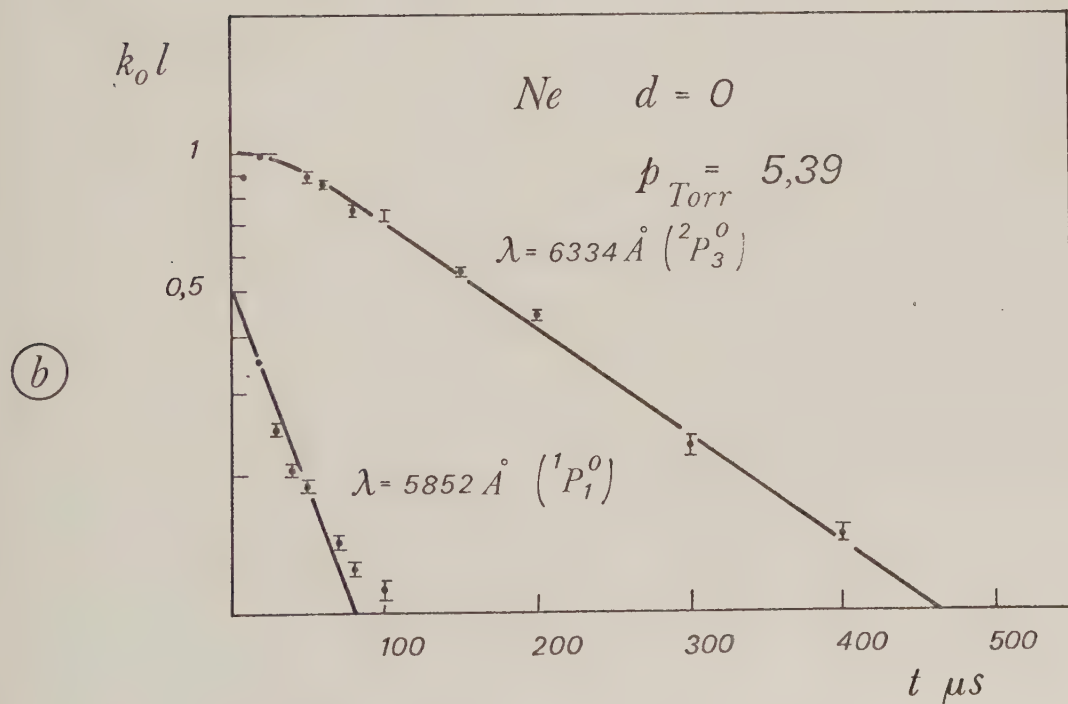
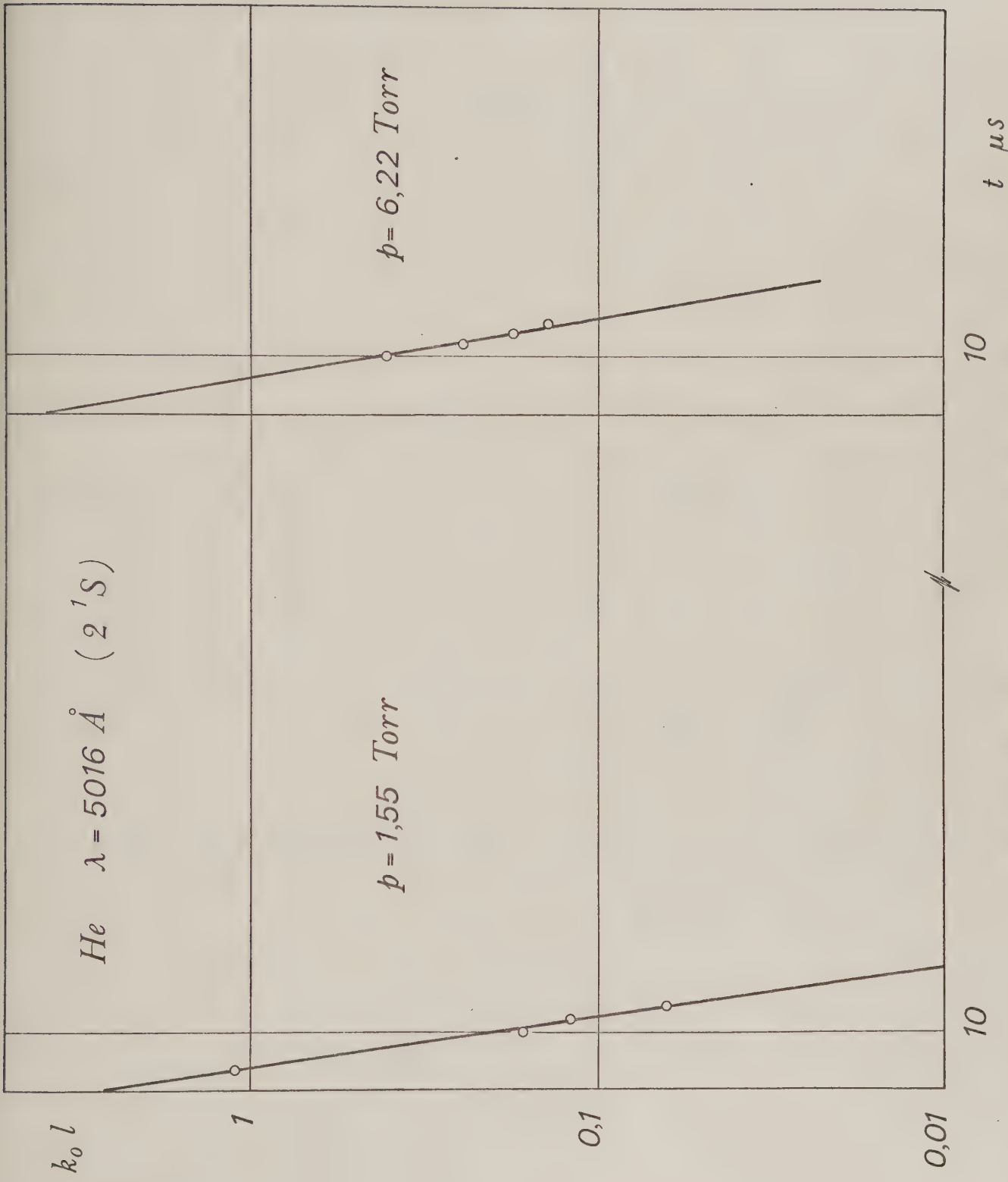


Figure 14



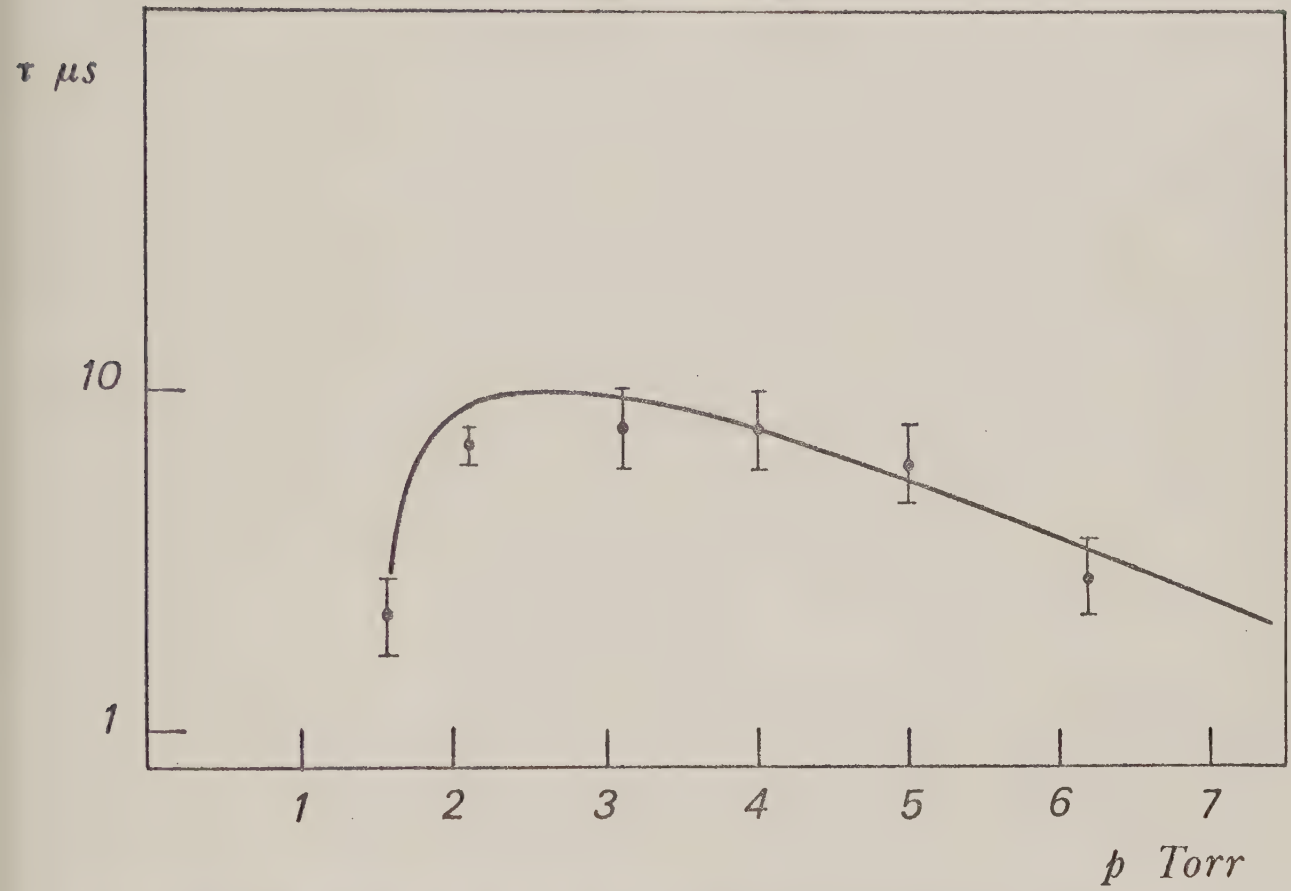
Variation de $k_0 l$ en fonction du temps

- a) avec correction
- b) sans correction



Décroissance de la population de He (2^1S)

Figure 16



Variation du taux de déclin de la population des atomes He (2^1S)

Comme on a constaté qu'elle variait peu avec la distance et avec la pression et qu'on ne pouvait la déterminer avec précision pour chacune des distances et à chaque pression, on l'a négligée dans le calcul de l'absorption.

Les courbes $\log k_0 l = f(t)$ présentent un maximum dont la position varie avec la distance au guide d'onde (figures 17, 18). Toutefois, aux distances inférieures à 1 cm, ce maximum n'est pas visible. On a alors supposé qu'il avait lieu durant les 20 premières microsecondes pendant lesquelles on ne peut faire de mesures à cause de l'importance de la postluminescence qui sature le détecteur. La partie linéaire des courbes $\log k_0 l = f(t)$ permet d'obtenir la variation du taux de déclin de la population des atomes 2^3S en fonction de la pression pour différentes distances au guide d'onde. Ce taux de déclin obéit encore, lorsque la pression varie, à une loi de la forme :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{B'}{p} + C'p \quad (\text{figure 19}).$$

La précision sur les constantes B' et C' , dont les valeurs en fonction de la distance d au guide d'onde sont portées dans le tableau VII, varie entre 7 % et 28 %.

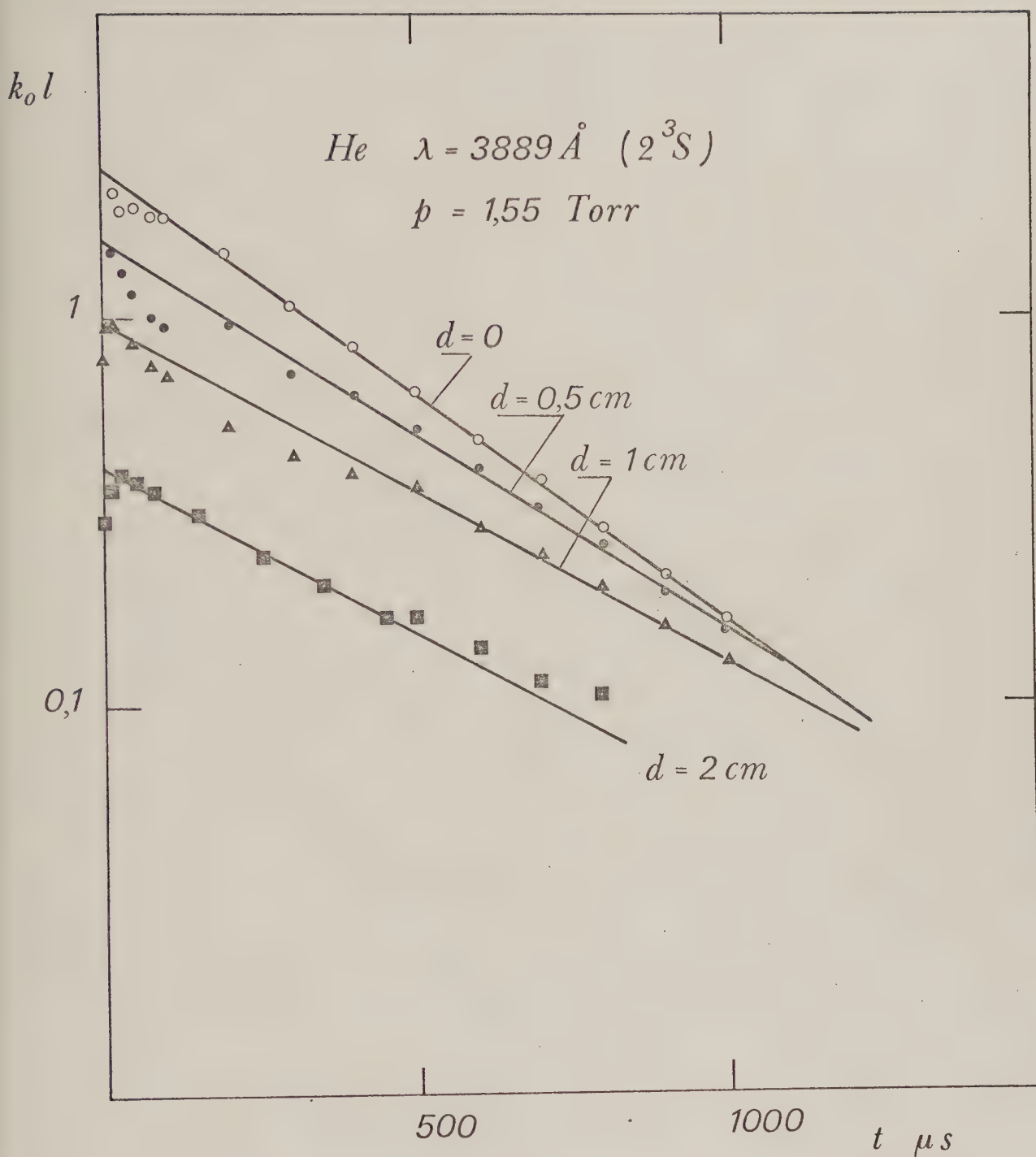
TABLEAU VII

d_{cm}	0	0,5	1	1,5	2
$B_{\text{ms}}^{-1} \text{ Torr}$	1,36	0,62	0,75	0,16	0,12
$C_{\text{ms}}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	1,10	0,96	0,93	0,99	1,30

CONCLUSION.

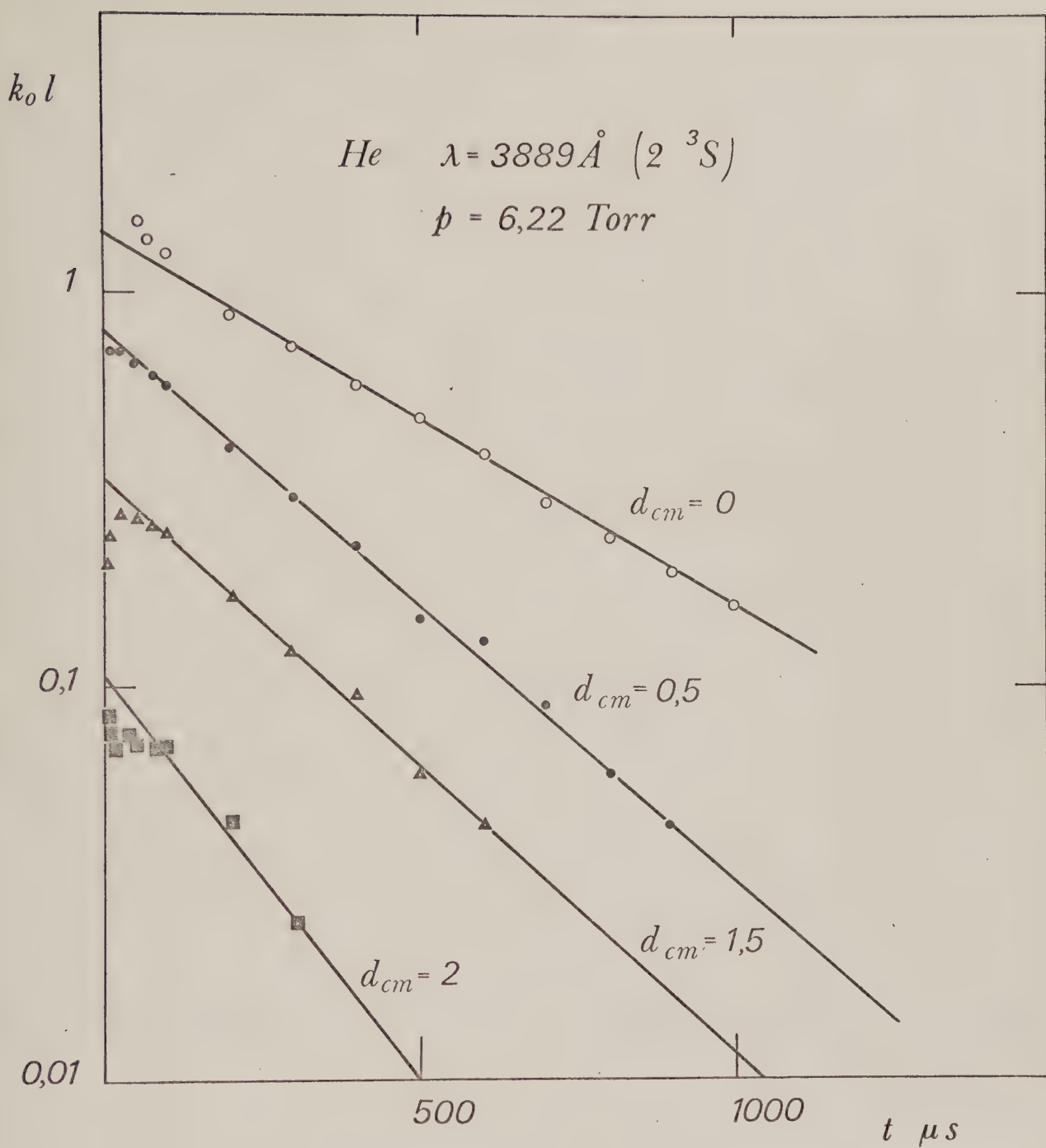
Les mesures d'absorption ont fait apparaître une augmentation du photocourant I que l'on a attribué à une augmentation de la sensibilité du photomultiplicateur, mais que l'on n'a pas réussi à éliminer d'une manière parfaitement satisfaisante. Il a été possible d'en tenir compte dans la détermination du taux de relaxation de la population des atomes He (2^1S). Vu sa faible valeur pour la raie 3889 Å, on a été conduit, en revanche, à la négliger dans l'étude de la variation de la population des atomes He (2^3S). On se propose dans la suite de ce travail d'analyser les différentes valeurs des constantes de déclin de la population de ces deux niveaux métastables obtenues en faisant varier les paramètres pression, distance au guide d'onde et période de la postluminescence considérée.

Figure 17



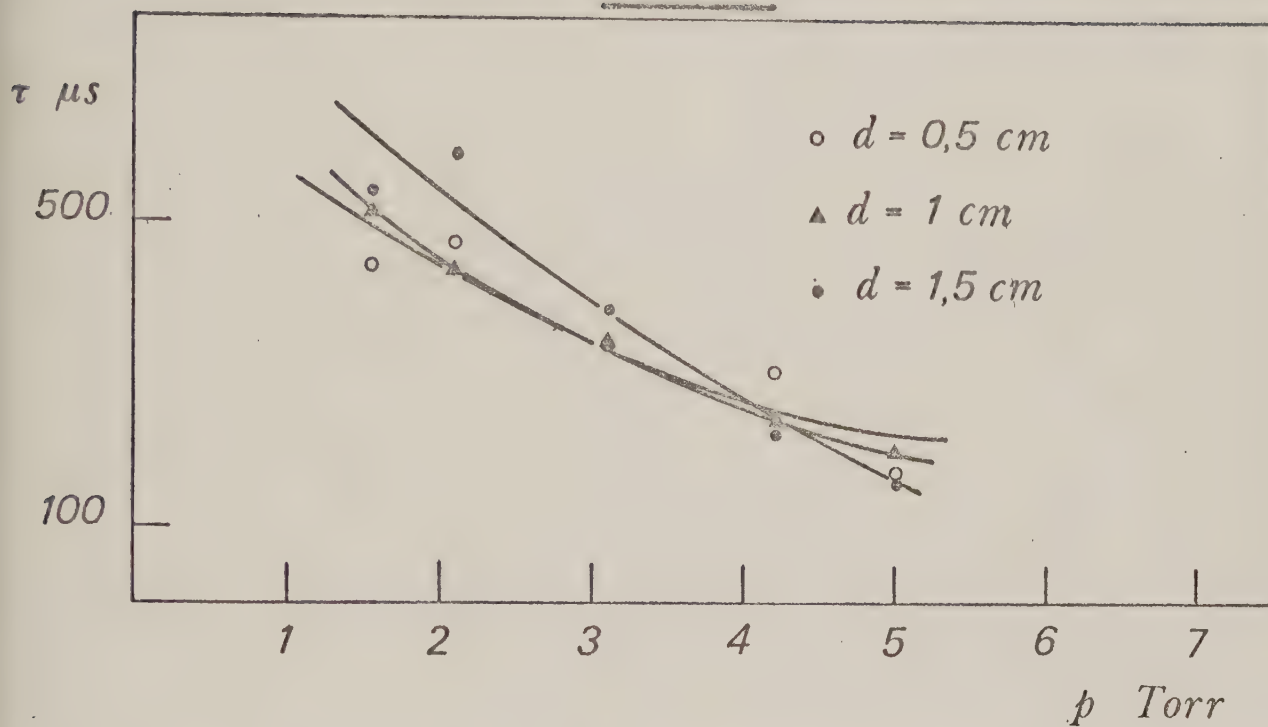
Déclin de la population de He (2^3S)

Figure 18



Déclin de la population de He (2^3S)

Figure 19



Variation du taux de d cay de la population des atomes He (2 ^3s)

T R O I S I E M E P A R T I E

ESSAIS D'INTERPRETATION DES MESURES EXPERIMENTALES

On peut déduire de recherches antérieures /15 à 21/ que les principaux processus de désexcitation des atomes métastables d'hélium dans leur propre gaz sont les suivants :

- diffusion et désexcitation par chocs sur les parois,
- désexcitation dans des collisions avec un atome d'hélium à l'état fondamental provoquant le passage de l'état métastable, soit à un état radiatif voisin, soit à l'état fondamental (transition radiative induite),
- désexcitation dans des collisions avec les électrons thermiques du plasma.

On néglige les chocs métastable-métastable qui interviennent pour une concentration d'atomes excités supérieure à 10^{13} atomes par cm^3 et les collisions d'un métastable avec deux atomes d'hélium importantes pour une pression supérieure à 10 Torr /22/.

Ainsi l'équation donnant la variation de la concentration M des atomes métastables peut s'écrire :

$$\frac{\partial M}{\partial t} = D_M \nabla^2 M - \sigma M - \beta n M \quad (\text{III}_1)$$

D_M est le coefficient de diffusion des métastables, σ leur fréquence de destruction dans des collisions à deux corps avec les atomes neutres et β le coefficient de désexcitation par les électrons thermiques de densité n .

On se propose, dans le premier chapitre, d'identifier la relation $1/\tau = B'/p + C'p$ obtenue dans la IIe Partie, avec la forme théorique des taux de déclin déduite de l'expression III₁, et d'expliquer, dans le chapitre II, l'existence du maximum de la population des atomes He(2^3S) pendant la postluminescence.

CHAPITRE I

ETUDE DES PHENOMENES DE DESEXCITATION DES ATOMES METASTABLES D'HELIUM DANS LA POSTLUMINESCENCE

I.1. ETUDE DE LA DIFFUSION.

On considère dans l'expression III₁ l'équation de diffusion dépendant du temps :

$$\frac{\partial M}{\partial t} = D_M \nabla^2 M \quad (\text{III}_2)$$

Si on suppose que la densité des particules décroît exponentiellement à partir d'une valeur initiale M_0 , on a :

$$M = M_0 \exp(-t/\tau) \quad (\text{III}_3)$$

L'équation de diffusion devient :

$$-\frac{M_0}{\tau} = D_M \nabla^2 M_0 \quad (\text{III}_4)$$

La solution de l'équation III₄ dépend de la géométrie de l'enceinte et des conditions aux limites. On peut assimiler la cellule d'absorption utilisée à un cylindre de rayon $c = 5$ cm et de longueur $\Gamma = 7$ cm ^{/5/} et l'excitation se fait suivant l'axe du cylindre. La relation III₄ peut alors se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 M_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial M_0}{\partial r} + \frac{\partial^2 M_0}{\partial z^2} + \frac{M_0}{D_M \tau} = 0 \quad (\text{III}_5)$$

On sépare les variables en écrivant :

$$M_0(r, z) = R(r) Z(z) \quad (\text{III}_6)$$

L'équation III_5 devient :

$$\frac{1}{R} \left(\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \right) + \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} + \frac{1}{D_M \tau} = 0 \quad (\text{III}_7)$$

On doit donc résoudre le système :

$$\frac{1}{R} \left(\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \right) = -\alpha^2 \quad (\text{III}_8)$$

$$\text{avec } \alpha^2 + \beta^2 = \frac{1}{D_M \tau}$$

$$\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -\beta^2 \quad (\text{III}_9)$$

La solution de l'équation III_8 est donnée par /28/ :

$$R(r) = A J_0(\alpha r)$$

La constante α est déterminée en écrivant que M_0 doit être nulle pour $r = c$

$$R(c) = A J_0(\alpha c) = 0.$$

On choisit comme solution de l'équation III_9 :

$$Z(z) = C \sin \beta z.$$

Cette solution peut donner une répartition dissymétrique suivant l'axe du cylindre ce qui correspond vraisem-

blablement au cas étudié ici étant donné le type de décharge et la forme de la cellule considérés.

La condition $M = 0$ à $z = 0$ et $z = \Gamma$ donne :

$$\beta = \frac{m\pi}{\Gamma}$$

Avec des conditions aux limites convenables, la solution générale de l'équation III₂ est donc :

$$M(r, z, t) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} G_{ij} J_0(\alpha_i r) \sin \frac{m\pi z}{\Gamma} e^{-t/\tau_{ij}} \quad \text{III}_{10}$$

α_i désignant la i^{eme} racine de la fonction de Bessel J_0 .

La longueur de diffusion, caractéristique des dimensions de la cellule et du mode de diffusion considéré, est alors donnée par la relation suivante :

$$\frac{1}{\Lambda_{ij}^2} = \frac{1}{D\tau_{ij}} = \alpha_i^2 + \frac{m^2 \pi^2}{\Gamma^2} \quad \text{III}_{11}$$

On a déterminé expérimentalement la variation de la population des atomes $\text{He}(2^3\text{S})$ en fonction de la distance, $10 \mu\text{s}$ après l'arrêt de la décharge. La figure 20 montre qu'elle peut se mettre sous la forme :

$$M'_0 = f_0(p) \exp(-\eta d) \text{ avec } \eta = 0,45 \pm 0,03.$$

En admettant qu'elle représente la répartition de $\text{He}(2^3\text{S})$ à l'instant initial, on voit qu'à cet instant, la diffusion n'a pas lieu suivant un seul mode mais suivant une somme de plusieurs modes. Pour simplifier le problème, il faudrait utiliser une cellule de forme et de dimensions différentes de façon à obtenir une décharge uniforme et par suite une symétrie de la répartition de la population des métastables.

On retiendra donc de cette théorie de la diffusion que si l'on a un seul mode de diffusion on peut écrire :

$$D_M \nabla^2 M = - \frac{D_M}{\Lambda^2} M \quad (\text{III}_{12})$$

L'équation III₁ peut alors se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial M}{\partial t} = - \left(\frac{D_M}{\Lambda^2} + \sigma + \beta n \right) M \quad (\text{III}_{13})$$

Sa solution est :

$$M(r, z, t) = M_0(r, z) e^{-t/\tau}$$

$$\text{où } \frac{1}{\tau} = \frac{D}{\Lambda^2} + \sigma + \beta n \quad (\text{III}_{14})$$

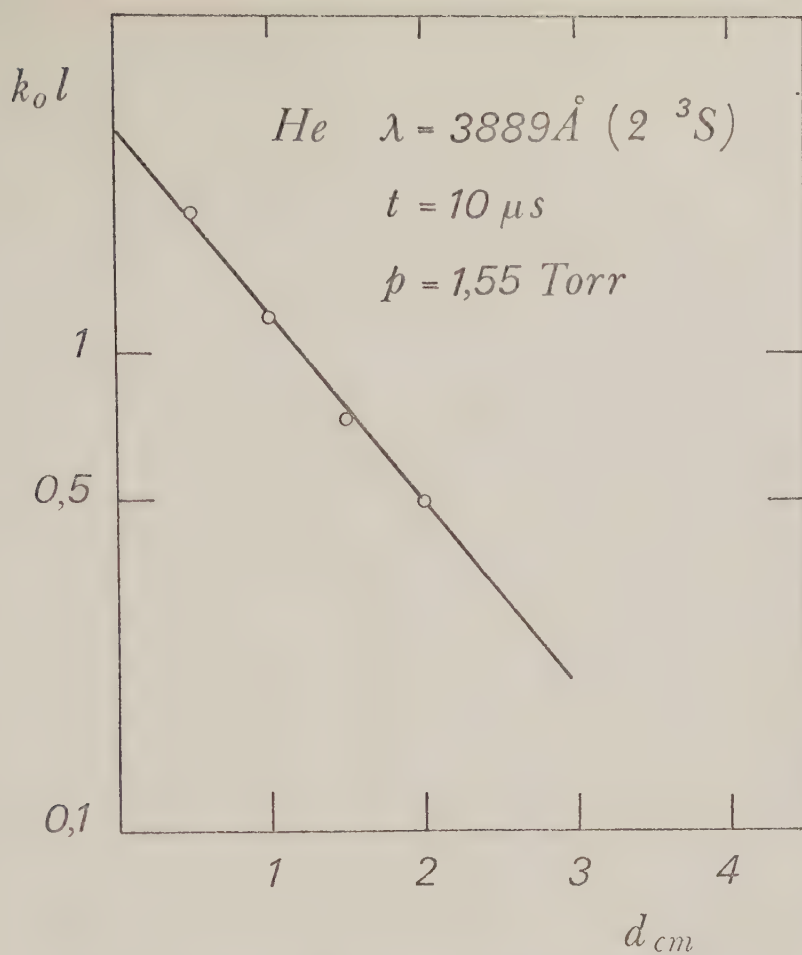
Expérimentalement, au bout d'un certain temps après l'excitation, on a obtenu un déclin exponentiel des populations des niveaux 2^1S et 2^3S avec une constante de temps obéissant en fonction de la pression à une loi de la forme :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{B'}{p} + C'p \quad (\text{III}_{15})$$

En identifiant III₁₄ et III₁₅, on a :

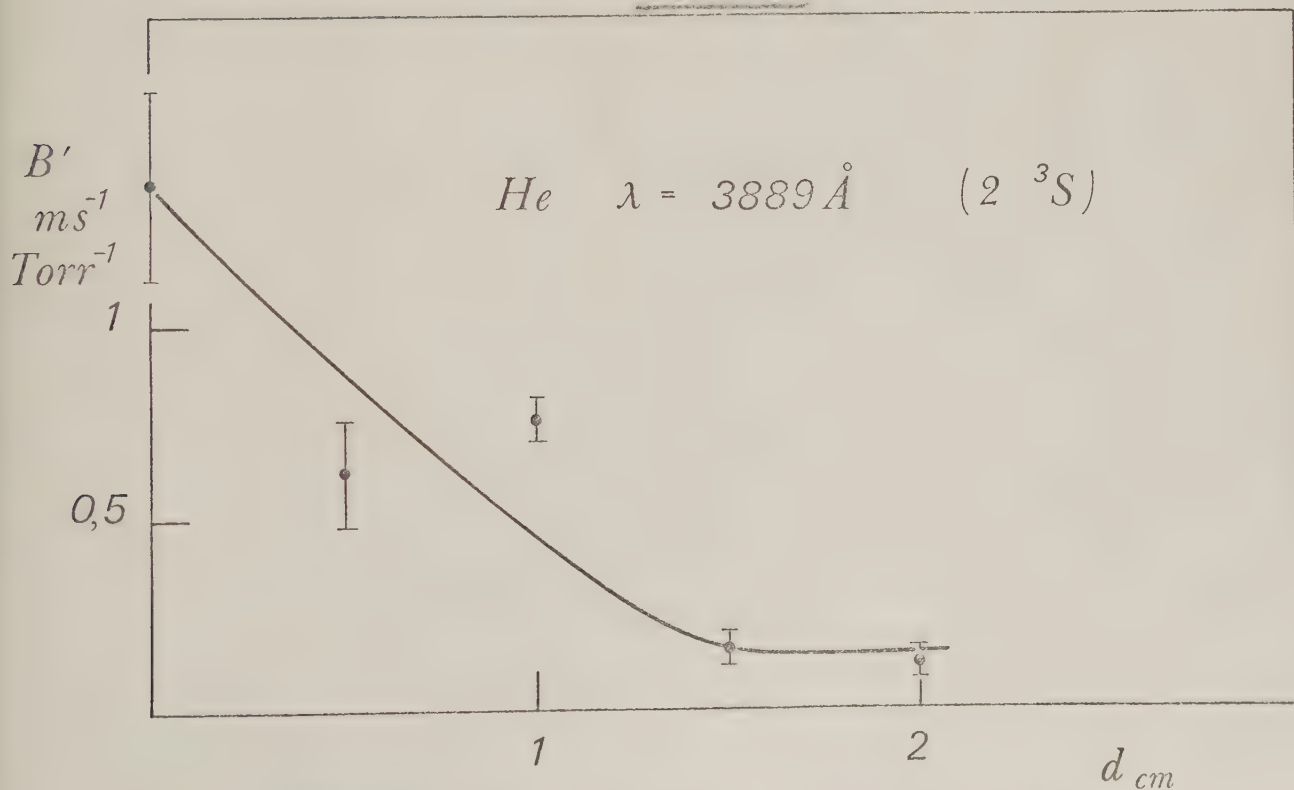
$$\frac{D}{\Lambda^2} = \frac{B'}{p} \quad \text{et} \quad C'p = \sigma + \beta n.$$

Le terme B' met donc en évidence le processus de diffusion et le coefficient C' un phénomène de désexcitation par choc double avec les atomes dans l'état fondamental ou les électrons du plasma (si l'on admet que leur concentration est elle-même proportionnelle à la pression du gaz).



Répartition de la population de He (2^3S)
au début de la population osseuse

Figure 21



Influence de la superposition des modes sur B'

L'étude des variations de B' et C' dans l'espace pour le niveau 2^3S (tableau VII, figure 21) montre qu'aux erreurs d'expérience près, C' ne dépend pas de la zone étudiée tandis que B' diminue quand on s'éloigne du guide d'onde (figure 21). La désactivation par collision avec les atomes non excités ou les électrons est donc la même dans toute l'enceinte. Par contre, la variation de B' montre que différents modes de diffusion doivent intervenir dans l'enceinte.

Les coefficients de diffusion des métastables 2^1S et 2^3S sont bien connus [15, 16, 19, 25]. Ils sont tous les deux voisins de $450 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ pour 1 Torr. Or, la valeur de B' trouvée pour les métastables singulets ($B' = 0,13 \mu\text{s}^{-1}$ Torr) est très différente de celles correspondant aux métastables triplets (tableau VII). On peut supposer que des modes beaucoup plus élevés interviennent dans la diffusion de $\text{He}(2^1S)$; cette hypothèse est vraisemblable d'après la théorie de TSUKISHIMA [26].

I.2. ETUDE DES COLLISIONS METASTABLES-ATOMES A L'ETAT FONDAMENTAL ET METASTABLES-ELECTRONS.

On a trouvé expérimentalement que le taux de déclin de la population des métastables 2^1S et 2^3S de l'hélium était régi, en fonction de la pression, par la loi :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{B'}{p} + C'p$$

L'étude du paragraphe précédent a montré que le terme B'/p correspondait à un processus de diffusion. On a déjà dit que le terme $C'p$ doit être lié à un phénomène de désexcitation par collision avec les atomes à l'état fondamental ou les électrons du plasma. Et comme dans l'expression du taux de déclin,

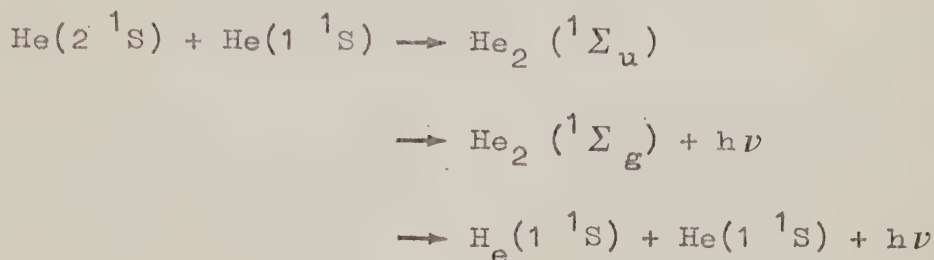
on n'a pas mis en évidence de terme proportionnel au carré de la pression, on n'envisagera ici que des chocs doubles.

I.2.1. Collisions métastable-atome à l'état fondamental.

La probabilité pour qu'un transfert des niveaux métastables 2^1S ou 2^3S aux états radiatifs voisins se produise par choc avec les atomes $He(1^1S)$, est négligeable ; en effet, les niveaux radiatifs les plus proches se trouvent au moins à 0,6 eV du niveau 2^1S et à 1,4 eV du niveau 2^3S et il existe peu d'atomes neutres d'hélium possédant une énergie cinétique suffisante pour produire ce transfert. Par contre, ce processus de destruction était très probable dans le cas du néon ^{/5/}, car la différence d'énergie entre chacun des niveaux $^3P_{2,1,0}^o$ est de l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique moyenne du gaz à la température ambiante ; aussi les chocs avec les atomes neutres peuvent-ils induire des transitions entre les états excités.

Les collisions métastable-atome à l'état fondamental ne produisent donc que des transitions radiatives induites à partir des états métastables. BIONDI ^{/29/} et PHELPS ^{/15, 18/} ont admis que les atomes 2^1S pouvaient être suffisamment perturbés pour qu'une molécule diatomique instable soit formée, cette molécule pouvant émettre avant sa dissociation. BIONDI a calculé une probabilité approximative pour ce processus de désexcitation en faisant intervenir l'état métastable 2^1S et l'état radiatif 2^1P_1 ; il a trouvé que cette probabilité était en accord avec le taux de désexcitation qu'il obtenait expérimentalement. La destruction des métastables 2^1S par radiation induite a été également proposée par NICKERSON ^{/31/} pour expliquer la présence d'une bande vers 600 Å. Cette bande pouvait être accompagnée de la raie interdite ($1^1S_0 - 2^1S_0$), la raie n'apparaissant d'ailleurs jamais sans la bande. BUCKINGHAM et DALGARNO ^{/30/} ont calculé la forme de

l'interaction entre un atome d'hélium à l'état fondamental et un atome dans l'état métastable 2^1S . On peut déduire de leur étude que la collision métastable 2^1S -atome non excité donne une molécule dans l'état $^1\Sigma_u$; l'état moléculaire ainsi formé a des transitions permises vers l'état fondamental $^1\Sigma_g$ instable qui se dissocie en deux atomes $He(1^1S)$.



Si l'on admet le même processus de destruction pour les atomes d'hélium dans l'état 2^3S , l'interaction métastable 2^3S -atome donnerait une molécule dans l'état métastable $^3\Sigma_u$ /30/ dont la durée de vie est au moins 0,05 s. /15/. Mais lorsque deux atomes entrent en collision pour former une molécule stable, il doit nécessairement exister un troisième corps en présence afin de réaliser la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement /31/. L'état moléculaire $^3\Sigma_u$ ne peut donc être obtenu que dans des collisions à trois corps entre un métastable et deux atomes d'hélium non excités par exemple. Ce processus qui donnerait dans l'expression de la fréquence de destruction un terme proportionnel au carré de la pression n'a pas été mis en évidence dans la gamme de pressions considérée ; par contre pour des pressions de quelques dizaines de Torr, un coefficient de collision à trois corps correspondant aux chocs $He(2^3S)$ -deux atomes $He(1^1S)$ a été déterminé /15,19/.

En résumé, on suppose que les collisions à deux corps métastable-atome à l'état fondamental ne font intervenir que les métastables 2^1S . Les diverses sections de chocs correspondantes données dans la littérature sont de l'ordre de

$5.10^{-20} \text{ cm}^2 / 15, 32/$. Puisque dans l'expression du taux de déclin obtenue dans ce travail, le terme C' correspond à la fois aux collisions avec les atomes neutres et avec les électrons du plasma, il semble impossible de le relier à un coefficient de désactivation par chocs $\text{He}(2^1\text{S})-\text{He}(1^1\text{S})$.

I.2.2. Collisions métastable -électron.

BIONDI /29/, puis SADEGHI et PEBAY-PEYROULA /16/ ont mesuré, par la méthode de la cavité résonnante, la variation de la densité électronique à l'intérieur d'une cellule contenant de l'hélium excité par une décharge électrique ; ils ont trouvé pour cette densité électronique une diminution exponentielle avec le temps et leurs résultats montrent que pendant l'intervalle $100 \mu\text{s} - 1000 \mu\text{s}$, la variation de la densité électronique est inférieure à 20 %. Une solution analytique de l'expression III₁ peut être obtenue pour une distribution spatiale des électrons sinusoïdale ; ce calcul montre que la section de choc ainsi déterminée est modifiée de 20 % par rapport à la section de choc calculée à partir de la densité électronique au centre. On admet alors que pendant cette période, la densité électronique est indépendante du temps et de la position dans l'ampoule. Comme elle est proportionnelle à la pression du gaz d'après plusieurs auteurs /9, 10/, le terme $C'p$ peut manifester l'existence des collisions métastable-électron.

a. Collisions métastable 2^1S -électron.

IONIKH et FRISH /33/ ont étudié par une méthode de pompage optique de leur décharge par la raie $20580 \text{ \AA}$ (transition $2^1\text{S} - 2^1\text{P}$), les collisions métastables 2^1S -électron qui, dans leurs conditions expérimentales, étaient le seul processus de destruction comparable à la diffusion. Ils affirmaient que la collision d'un électron avec un atome dans l'état 2^1S peut produire :

- a - une ionisation,
- b - une transition vers un état de nombre quantique $n \geq 3$,
- c - une transition vers l'état fondamental,
- d - une transition vers l'un des états triplets 2^3S ou 2^3P .

Ils ont calculé les coefficients de désexcitation β correspondant aux trois premiers processus et ont trouvé, pour le processus a un coefficient β compris entre 1 et $3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s.}$, pour le processus b $\beta \approx 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s.}$, pour le processus c $\beta \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s.}$ Ayant obtenu expérimentalement une valeur de β sensiblement différente ($3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s.}$), ils ont conclu que la désexcitation des métastables 2^1S par les électrons donnait lieu à des transitions vers les niveaux 2^3S ou 2^3P sans préciser la proportion des métastables 2^1S se transformant soit en 2^3S soit en 2^3P . Toutefois, d'après l'étude théorique de MASSEY et BURHOP /34/, on peut ajouter que la transformation en 2^3S est plus probable que la transformation en 2^3P : la section efficace de désexcitation par les électrons, lorsqu'il y a échange d'électrons, est maximale quand le nombre quantique azimutal associé à l'orbite extérieure de l'atome demeure inchangé. Divers auteurs ont d'ailleurs admis la transformation des atomes 2^1S en 2^3S par de tels chocs super-élastiques /15, 19, 27, 35/. On considère donc la réaction :



MOTT et MASSEY /36/ ont fait une étude théorique des collisions appelées "collisions d'échange" pendant lesquelles l'électron incident est capturé par l'atome dans un état n et l'électron atomique éjecté. Leurs calculs portent plus précisément sur le cas où l'électron incident excite l'atome à partir de l'état fondamental et où l'approximation

de Born est applicable : ceci est réalisé avec des électrons rapides. On peut toutefois déduire de leur travail des résultats généraux valables pour les collisions d'échange dans n'importe quelles conditions. En particulier, à partir du moment angulaire de l'électron incident, on peut calculer la section efficace maximale possible pour toute collision inélastique :

$$\sigma_e = \frac{\pi}{k^2} (2l + 1)$$

où l désigne le nombre quantique azimutal de l'électron incident et k son vecteur d'onde. Puisque les électrons qui interviennent dans la collision d'échange sont des électrons lents, ils ont un moment angulaire nul. On trouve alors $\sigma_e = 4 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ à $T = 300 \text{ K}$. Cette valeur est en accord avec les résultats expérimentaux /15, 16, 33/.

La transformation des métastables 2^1S en métastables 2^3S par chocs avec les électrons du plasma obéit à la règle de Wigner d'après laquelle le spin total doit rester inchangé. Cependant, si le spin de l'atome et de l'électron incident doit être conservé, celui de l'atome seul peut changer. Supposons que l'atome soit dans un état initial de multiplicité $2s + 1$; le spin de l'électron incident est $\frac{1}{2}$, de sorte que le spin total est donné par $s \pm \frac{1}{2}$. Si par choc avec l'électron, l'atome est excité dans un état de multiplicité $2s' + 1$, le spin total devient $s' \pm \frac{1}{2}$. D'après la règle de Wigner, la relation suivante doit être vérifiée :

$$s' \pm \frac{1}{2} = s \pm \frac{1}{2}$$

Les solutions sont : $s' = s - 1$, s , $s + 1$.

Par conséquent, la multiplicité peut varier de 2, mais seulement si la direction du spin de l'électron éjecté

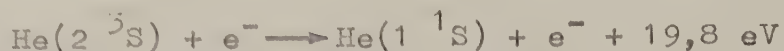
est opposée à celle de l'électron incident ; sinon, il n'y a pas de changement de la multiplicité.

Le bon accord entre des considérations théoriques et les résultats expérimentaux obtenus par différents auteurs permet d'affirmer que la désexcitation des métastables 2^1S par collisions avec les électrons du plasma donne des atomes métastables 2^3S . Il serait nécessaire de faire des mesures de densité électronique pour pouvoir tirer des résultats expérimentaux obtenus dans ce travail une section de choc relative à ce processus. Toutefois, dans la littérature, on trouve que la section efficace de désexcitation par les atomes neutres σ_d est bien inférieure à la section de chocs par les électrons σ_e puisque $\frac{\sigma_d}{\sigma_e} \approx 10^{-6} /15, 16, 32/$. On peut donc conclure que le processus prépondérant de désexcitation des métastables 2^1S vient des chocs avec les électrons du plasma. Même avec cette hypothèse, il semble impossible de relier la valeur de C' obtenue dans l'expression du taux de déclin à une section efficace de chocs électroniques ; le déclin des métastables 2^1S n'est en effet observable que pendant les 20 premières microsecondes de la postluminescence où la densité électronique varie beaucoup en fonction du temps ^{/39/}.

b. Collisions métastable 2^3S -électron.

La présence d'un terme proportionnel à la pression dans l'expression du taux de déclin des métastables 2^3S implique l'existence des collisions métastable 2^3S -électron puisque dans le paragraphe précédent on a montré que les collisions à deux corps 2^3S -atome non excité étaient improbables. Ces collisions n'ont été envisagées qu'au cours de ces dernières années, en 1968 par SADEGHI et PEBAY-PEYROULA ^{/16/}, en 1971 par FUGOL' et coll. ^{/37/}, en 1972 par STEVEFELT et ROBBEN ^{/38/}. Ces auteurs admettent que les collisions superélastiques

entre atomes $\text{He}(2^3\text{S})$ et électrons lents redonnent des atomes à l'état fondamental suivant la réaction :



SADEGHI et PEBAY-PEYROULA ont trouvé une section efficace de désexcitation par ce processus égale à $\sigma_T = (2,5 \pm 1) \times 10^{-16} \text{ cm}^2$. SCHULZ et FOX ont déterminé expérimentalement la section efficace d'excitation du niveau métastable triplet par choc électronique ; en utilisant les règles de réciprocité qui lient les sections efficaces d'excitation et de désexcitation d'un niveau par choc électronique, SADEGHI et PEBAY-PEYROULA ont vérifié que leur valeur de σ_T étaient en bon accord avec les résultats de SCHULZ et FOX. En reliant cette valeur de σ_T à la valeur $C' = (1,1 \pm 0,1) \text{ ms}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ du terme proportionnel à la pression obtenu dans l'expression du taux de déclin, on peut obtenir une valeur approximative de la densité électronique. On peut, en effet, calculer la section de chocs électroniques par la relation :

$$C' = n \bar{v} \sigma_T$$

où, si m_0 désigne la masse de l'électron, $\bar{v}$ a pour valeur :

$$\bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

et n désigne la densité électronique.

On trouve ainsi : $n = (4 \pm 2) \times 10^{11} \text{ électrons/cm}^3$.

En conclusion, on peut dire que les atomes métastables 2^1S et 2^3S de l'hélium se désexcitent essentiellement par diffusion et par collisions superélastiques avec les électrons du plasma. La diffusion se fait suivant différents modes qu'il semble difficile de séparer avec la

cellule utilisée dans ce travail ; il faudrait pouvoir mesurer la densité électronique pour déterminer les sections de chocs avec les électrons. L'étude des collisions métastable 2^3S -électron a toutefois permis de déterminer un ordre de grandeur de la densité électronique ; l'écart entre le terme C' figurant dans le taux de déclin des métastables 2^1S et celui correspondant à la désactivation des métastables 2^3S montre que la densité électronique doit avoir une valeur très différente dans la postluminescence proche et pendant l'intervalle 100-1000 μs .

CHAPITRE II

INTERPRETATION DE LA FORMATION SUPPLEMENTAIRE D'ATOMES EXCITES EN DEBUT DE POSTLUMINESCENCE

On a constaté que pendant la postluminescence, la population du niveau 2^3S de l'hélium passe par un maximum dont la position dépend de la zone de la cellule d'absorption examinée, mais varie peu avec la pression (figures 17, 18). On en déduit qu'il existe un mécanisme de formation supplémentaire d'atomes dans l'état 2^3S après l'impulsion et pour l'expliquer, on a envisagé successivement deux hypothèses.

II.1. PREMIERE HYPOTHESE.

PHELPS et après lui d'autres auteurs /15, 19, 27/ ont estimé que l'augmentation de la population des métastables 2^3S était liée à l'existence de la réaction :



Cette réaction a été introduite dans le chapitre précédent comme un processus de désexcitation du niveau métastable 2^1S .

PHELPS a écrit les équations aux dérivées partielles donnant la densité des atomes métastables sous la forme suivante :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = D_S \nabla^2 S - \sigma S - \beta n S \quad \text{pour les métastables singulets} \quad \text{III}_{16}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D_T \nabla^2 T - A N^2 T + \beta n S \quad \text{pour les métastables triplets} \quad \text{III}_{17}$$

Le terme $A N^2$ de l'expression III_{17} montre qu'il a tenu compte des chocs triples métastables $\text{He}(2^3\text{S})$ -deux atomes (1^1S) ; il a toutefois négligé les chocs 2^3S -électrons.

On a étudié la solution de l'équation III_{16} :

$$S = S_0 e^{-\nu_S t}$$

On l'utilise pour trouver celle de l'équation III_{17} :

$$T = (T_0 + T_S) e^{-\nu_T t} - T_S e^{-\nu_S t} \quad \text{III}_{18}$$

dans laquelle ν_T et T_S ont pour valeurs :

$$\nu_T = \frac{D_T}{\Lambda^2} + A N^2$$

et
$$T_S = \beta n S_0 (\nu_S - \nu_T)^{-1}$$

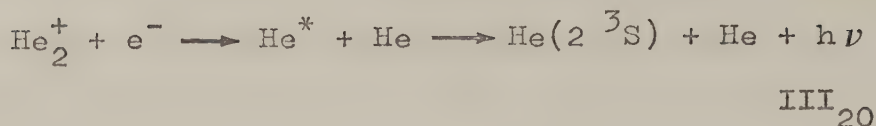
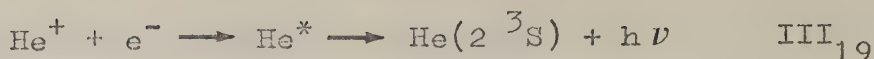
La solution III₁₈ montre que la variation en fonction du temps de la densité des métastables 2^3S est donnée par la différence de deux exponentielles. Puisque l'expérience montre que la durée de vie des métastables 2^1S est plus courte, ν_S est supérieur à ν_T . En portant sur une échelle semi-logarithmique l'absorption de la raie 3889 Å, PHELPS a obtenu, au bout d'un certain temps, une droite de pente ν_T ; il a constaté que la différence entre cette droite et la courbe expérimentale donnait bien une droite de pente ν_S c'est-à-dire une parallèle à la courbe de déclin des métastables 2^1S . PHELPS a ainsi montré que les collisions d'échange métastable 2^1S -électron étaient à l'origine de l'augmentation de la densité des métastables 2^3S pendant la postluminescence. SUZUKI /27/, BENTON et coll. /19/ se sont contentés d'affirmer l'existence de ce processus en s'appuyant sur les résultats de PHELPS.

Expérimentalement, on a constaté que pour une distance au guide d'onde égale à 0, le maximum de la population des atomes $\text{He}(2^3\text{S})$ pourrait avoir lieu à un instant où on détecte encore des 2^1S . Mais pour les distances supérieures, ce maximum qui est nettement visible se situe vers $40\ \mu\text{s}$, alors qu'on ne décèle plus d'atomes $\text{He}(2^1\text{S})$. Ceci a conduit à éliminer cette première hypothèse.

II.2. DEUXIEME HYPOTHESE.

SADEGHI et PEBAY-PEYROULA /16/ dans le cas de l'hélium et A. BOUVIER /5/ dans le cas du néon ont envisagé un phénomène de recombinaison radiative pour interpréter la formation supplémentaire d'atomes excités en début de postluminescence.

On considère alors les processus suivants :



Pour introduire ces réactions, SADEGHI et PEBAY-PEYROULA ont imaginé, comme PHELPS, un processus avec une constante de temps $\tau' < \tau_T$ qui augmenterait la population du niveau (2^3S) . Dans ce cas, la variation de la densité T des atomes 2^3S est donnée par l'équation :

$$T = A e^{-t/\tau_T} - B e^{-t/\tau'} \quad \text{III}_{21}$$

PHELPS avait montré que τ' était le taux de déclin des métastables singulets ; SADEGHI et PEBAY-PEYROULA ont trouvé que la valeur de τ' était pratiquement indépendante de la densité électronique, tandis que la durée de vie des atomes métastables (2^1S) en dépendait fortement ; ils ont ainsi rejeté l'hypothèse de PHELPS.

En admettant le processus de recombinaison radiative, on a pu déterminer la constante de décroissance de la concentration des électrons responsables de la formation supplémentaire des 2^3S . A cette fin, on a admis les résultats d'ALLAB /39/ concernant la décroissance de la densité et de la température électroniques. Cet auteur a trouvé que la densité électronique diminuait exponentiellement pendant les 60 premières microsecondes après l'impulsion. Pendant cet intervalle de temps, on peut écrire :

$$n = n_0 e^{-t/\tau_0},$$

en désignant par τ_0 le taux de déclin de la densité électronique.

Le nombre d'atomes excités par les processus de recombinaison décrits dans les équations III₁₆ et III₁₇ s'exprime par la relation :

$$-\frac{dN}{dt} = \rho_e n^2 = \rho_e n_o^2 e^{-2t/\tau_o}$$

On peut admettre d'après /5, 40, 41/ :

$$\rho_e \sim T_e^{-\epsilon} \quad \text{avec} \quad \epsilon \neq \frac{1}{2}$$

Les résultats d'ALLAB montrent que pendant l'intervalle de temps considéré, la variation de la température électronique en fonction du temps est de la forme :

$$T_e \sim \exp^{-bt} \quad \text{avec} \quad b = 12,6 \times 10^4 \mu s^{-1},$$

ce qui conduit à la relation :

$$-\frac{dN}{dt} = A n_o^2 \exp - \frac{t}{\tau_o} \quad \text{III}_{22}$$

dans laquelle on a :

$$\frac{1}{\tau_o} = \frac{2}{\tau_o} - b \epsilon \quad \text{III}_{23}$$

L'étude du chapitre précédent a montré qu'au bout d'un certain temps après l'excitation, la disparition des atomes métastables 2^3S était due à la diffusion et aux chocs électroniques. L'équation aux dérivées partielles donnant le nombre N de ces atomes dans une région déterminée de l'ampoule est donc :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \nabla^2 N - ZN + A n_o^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_o}\right) \quad \text{III}_{24}$$

Au bout d'un temps supérieur à $100 \mu s$, on peut négliger le dernier terme de l'équation III₂₄ et la solution est de la forme :

$$N = K \exp(-t/\tau)$$

La solution générale de l'équation III₂₄ s'écrit alors :

$$N = K \exp(-t/\tau) - K' \exp(-t/\tau'_0) \quad \text{III}_{25}$$

On obtient donc une équation identique à celle donnée par SADEGHI et PEBAY-PEYROULA (III₂₁) et qui représente bien les variations de la population des atomes métastables telles qu'elles ont été déduites des mesures d'absorption ; on retrouve en particulier l'existence d'un maximum à l'instant t_M donné par l'équation :

$$t_M \left(\frac{1}{\tau'_0} - \frac{1}{\tau} \right) = \text{Log} \frac{\tau K'}{\tau'_0 K}$$

On a essayé de déterminer les valeurs de τ'_0 à partir des courbes expérimentales $\log k_0 l = f(t)$. Les mesures sont peu précises, car elles sont effectuées à des temps inférieurs à $50 \mu s$ où la postluminescence est très importante. Pour une pression de 2,1 Torr et une distance au guide d'onde égale à 2 cm, on trouve $\tau'_0 = 16 \mu s$. De la relation III₂₃, on en déduit :

$$\tau_0 = 17 \mu s.$$

A la même pression, ALLAB avait trouvé $\tau_0 = 20 \mu s$, ce qui est très voisin de la valeur ci-dessus.

En conclusion, l'existence d'un maximum de la population des atomes métastables $\text{He}(2^3\text{S})$ dans des régions où il n'existe plus de métastables $\text{He}(2^1\text{S})$ et le bon accord entre le taux de déclin des électrons obtenu expérimentalement et les résultats d'ALLAB permettent de conclure que la formation supplémentaire d'atomes 2^3S pendant les 40 premières microsecondes de la postluminescence est due à la recombinaison électron-ion. Ce processus ne pourrait donner des métastables 2^1S que dans la région de l'ampoule très proche du guide d'onde et pendant les quelques microsecondes qui suivent la décharge par la recombinaison avec des électrons suffisamment énergétiques. En fait, la formation de ces atomes doit surtout avoir lieu pendant la décharge.

C O N C L U S I O N

En tenant compte des travaux antérieurs sur la variation avec la pression de néon des taux de relaxation des populations d'atomes $\text{Ne}(^3\text{P}_1^0)$ au cours de la postluminescence produite par l'action d'impulsions d'ondes centimétriques sur le néon et les mélanges hélium-néon, on a évalué l'effet de l'emprisonnement de la raie de résonance $\lambda = 743 \text{ \AA}$ du néon sur la décroissance de ces populations ; ces calculs ont montré qu'aux pressions inférieures à 0,20 Torr, le profil de la raie $\lambda = 743 \text{ \AA}$ est de type Doppler pur mais que, dès que la pression atteint 0,5 Torr, l'effet Lorentz n'est plus négligeable. Pour effectuer une étude plus précise de cet effet, ce qui nécessite d'opérer sur des absorptions faibles, il a fallu améliorer le dispositif expérimental.

Le nouvel appareillage mis au point a permis de mesurer des absorptions de l'ordre de 1 pour cent avec une précision de 10 % ; mais on a mis en évidence un phénomène paraissant agir en sens inverse de l'absorption et que l'on a attribué au photomultiplicateur, ce dernier subissant une irradiation trop élevée de sa photocathode pendant l'impulsion lumineuse très intense du gaz. On a réussi, en grande partie, à éliminer cet effet en bloquant le photomultiplicateur pendant la décharge au niveau de l'électrode focalisatrice ; ce type de blocage n'étant pas réalisable avec les photomultiplicateurs XP 1002 utilisés dans ce travail, il a fallu corriger systématiquement toutes les mesures d'absorption.

Il a néanmoins été possible d'étudier le déclin de la population des atomes métastables 2^1S et 2^3S de l'hélium dans leur propre gaz et l'on a constaté qu'il est exponentiel pendant les 20 premières microsecondes où il est mesurable pour l'état 2^1S et à partir de $50 \mu s$ pour l'état 2^3S . Les taux de déclin sont régis principalement par la diffusion et les chocs avec les électrons du plasma. L'étude locale de la postdécharge a montré l'existence de plusieurs modes de diffusion dans l'enceinte considérée et vraisemblablement de modes plus élevés pour $He(2^1S)$. La cellule choisie pour étudier la population des atomes excités en postluminescence dans différentes tranches plus ou moins éloignées de l'extrémité du guide d'onde ne permet pas de calculer les coefficients de diffusion des atomes métastables. Il serait intéressant de trouver une cellule permettant d'isoler des modes de diffusion ; ceci apporterait des résultats intéressants sur les phénomènes très complexes de diffusion pendant la postluminescence proche qui n'ont jamais été étudiés jusqu'alors. Quant à l'évaluation des sections efficaces de chocs avec les électrons, elle ne sera possible que lorsqu'on connaîtra avec précision la densité électronique dont on a pu toutefois donner un ordre de grandeur. Le rôle des électrons doit être également important pendant les 50 premières microsecondes qui suivent la décharge ; la population du niveau 2^3S passe par un maximum que l'on a en effet expliqué par la recombinaison électron-ion. Cette hypothèse a permis de calculer le taux de déclin des électrons qui est en excellent accord avec celui obtenu par des mesures directes.

Ces résultats laissent donc présumer que le dispositif intégrateur mis au point permettra d'effectuer des mesures d'absorption avec une précision suffisamment grande pour que l'étude des profils des différentes raies émises et absorbées que l'on compte entreprendre puisse être confrontée avec elles.

B I B L I O G R A P H I E

- 1 A.C.G. MITCHELL, M.W. ZEMANSKY,
Resonance Radiation and Excited Atoms, Cambridge, Univ.
Press, London, 1934.
- 2 M.I. DYAKONOV, V.I. PEREL,
Sov. Phys. J.E.T.P., 20, 1965, p. 997.
- 3 J. HOLSTEIN,
Phys. Rev., 72, 1947, p. 1212.
- 4 J. HOLSTEIN,
Phys. Rev., 83, 1951, p. 1159.
- 5 a) A. BOUVIER, A. BOUVIER, J. JANIN,
C.R. Acad. Sc. Paris, t. 266, 1968, p. 1571.
b) A. BOUVIER,
Thèse, Lyon, 1971.
- 6 D.G. HUMMER,
Maths Comput., 18, 1964, p. 317.
- 7 B.H. ARMSTRONG,
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, vol. 7, 1967, p. 61
- 8 G.H. SHORTLEY,
Phys. Rev., 47, 1935, p. 295.
- 9 J.F. DELPECH,
Thèse, Orsay, 1968.
- 10 A. RICARD,
J. de Phys., 30, 1969, p. 556.
- 11 A. BOUVIER, M.C. BAJARD, A. BOUVIER,
C.R. Acad. Sc. Paris, t. 272, 1971, p. 409.

- 12 A. BOUVIER, M.C. BAJARD, A. BOUVIER, J. JANIN,
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 12, 1972, p. 279.
- 13 B. DECOMPS,
Thèse, Paris, 1967.
- 14 A.V. PHELPS,
Phys. Rev., 114, 1959, p. 1011
- 15 A.V. PHELPS,
Phys. Rev., vol. 99, n° 4, 1955, p. 1307.
- 16 N. SADEGHI, J.C. PEBAY-PEYROULA,
J. de Phys., vol. 29 C, 1968, p. 31.
- 17 M.A. BIONDI,
Phys. Rev., vol. 88, 1952, p. 660.
- 18 A.V. PHELPS, J.P. MOLNAR,
Phys. Rev., vol. 89, 1953, p. 1202.
- 19 E.E. BENTON, E.E. FERGUSON, F.A. MATSEN, W.W. ROBERTSON,
Phys. Rev., vol. 128, n° 1, 1962, p. 206.
- 20 E.M.S. BURHOP,
Proc. Phys. Soc., vol. 67 A, 1954, p. 276.
- 21 P.L. PAKHOMOV, I.Ya. FUGOL',
Sov. Phys. Doklady, vol. 9, n° 11, 1965, p. 975.
- 22 I.Ya. FUGOL', O.N. GRIGORASHCHENKO, D.A. MYSHKIS,
Sov. Phys. JETP, vol. 33, n° 1, 1971, p. 227.
- 23 N.E. REHLER, J.H. EBERLY,
Phys. Rev. A, vol. 3, n° 5, 1971, p. 1735.
- 24 A.A. ISAEV, G.G. PETRASH,
Sov. Phys. JETP, vol. 29, n° 4, 1969, p. 607.

- 25 I.Ya. FUGOL',
Sov. Phys. USPEKHI, vol. 12, n° 2, 1969, p. 182.
- 26 T. TSUKISHIMA,
J. of the Phys. Soc. of Japan, 18, 1963, p. 558.
- 27 N. SUZUKI,
Jap. J. of Applied Phys., vol. 3, n° 11, 1964, p. 705.
- 28 E.W. McDANIEL,
Collision Phenomena in Ionized Gases, John Wiley and Sons,
New York, 1964.
- 29 M.A. BIONDI,
Phys. Rev., vol. 88, n° 3, 1952, p. 660.
- 30 R.A. BUCKINGHAM, A. DALGARNO,
Proc. Roy. Soc., vol. 213 A, 1952, p. 327;
vol. 213 A, 1952, p. 506.
- 31 J.L. NICKERSON,
Phys. Rev., vol. 47, n° 10, 1935, p. 707.
- 32 P. GUAZZONI, M. PIGNANELLI,
Phys. Letters, vol. 28 A, n° 6, 1968, p. 432.
- 33 Y.Z. IONIKH, S.E. FRISH,
Opt. and Spectrosc., vol. 25, n° 4, 1968, p. 345.
- 34 H.S.W. MASSEY, E.H.S. BURHOP,
Electronic and Ionic Impact phenomena, Clarendon Press,
Oxford, chap. III, 1951.
- 35 G.N. GERASIMOV, G.P. STARTSEV,
Opt. and Spectrosc., vol. 31, n° 3, 1971, p. 186.
- 36 M.F. MOTT, H.S.W. MASSEY,
The theory of Atomic Collisions, Clarendon Press, Oxford,
chap. VIII, X, XI, 1952.

- 37 I.Ya. FUGOL', O.N. GRIGORASHCHENKO, D.A. MYSHKIS,
Sov. Phys. JETP, vol. 33, n° 1, 1971, p. 227.
- 38 J. STEVEFELT, F. ROBBEN,
Phys. Rev. A, vol. 5, n° 3, 1972, p. 1502.
- 39 D. ALLAB,
J. de Phys., vol. 29, 1968, p. 22.
- 40 J. PHILBRICK, F.J. MEHR, M.A. BIONDI,
Phys. Rev., 181, 1969, p. 271.
- 41 J.B. HASTED,
Physics of Atomic Collisions, Butterworths, London, 1964.

T A B L E D E S M A T I E R E S

	Pages
<u>1^{re} PARTIE. ETUDE DE L'ABSORPTION D'UNE RADIATION.</u>	
<u>CAS PARTICULIER DE LA RAIE DE RESONANCE $\lambda = 743 \text{ \AA}$</u>	
<u>DU NEON</u>	
 <u>Chapitre I. Rappels théoriques.</u>	5
I.1. Théorie de l'absorption.	5
I.2. Etude de l'emprisonnement de la raie de résonance.	9
I.3. Conclusion : Forme des taux de relaxation de la population des états excités.	14
 <u>Chapitre II. Calcul de l'absorption.</u>	17
II.1. Calcul de l'absorption lorsque l'élargissement Doppler est prépondérant.	18
II.2. Calcul de l'absorption lorsque l'on tient compte de l'élargissement Lorentz	20
II.3. Conclusion.	30
 <u>2^e PARTIE. ETUDE EXPERIMENTALE.</u>	
 <u>Chapitre I. Introduction à l'étude expérimentale.</u>	33
I.1. Montage expérimental.	33
I.2. Méthode de mesure.	35
 <u>Chapitre II. Résultats expérimentaux.</u>	39
II.1. Etude de l'accroissement du photocourant.	40
II.2. Détermination des taux de relaxation.	45

	Pages
<u>3e PARTIE. ESSAIS D'INTERPRETATION DES MESURES EXPERI-</u> <u>MENTALES.</u>	
<u>Chapitre I. Etude des phénomènes de désexcitation</u> <u>des atomes métastables d'hélium dans la</u> <u>postluminescence.</u>	53
I.1. Etude de la diffusion	53
I.2. Etude des collisions métastables-atomes à l'état fondamental et métastables- électrons.	57
<u>Chapitre II. Interprétation de la formation</u> <u>supplémentaire d'atomes excités en début de</u> <u>postluminescence.</u>	67
II.1. Première hypothèse.	67
II.2. Deuxième hypothèse.	69
CONCLUSION.	75

Vu.

Les membres du jury :

MM. J. JANIN

P. PINARD

A. BOUVIER

N. SADEGHI

Vu et approuvé.

Le Directeur de l'U.E.R.
de Physique,

M. DUFAY

Vu et accordé le permis d'imprimer.

Lyon, le 27 juin 1972

Le Président de l'Université
Claude Bernard,

J. BOIDIN

